



# Fission des Noyaux Lourds et Superlourds

Christelle Schmitt

## ► To cite this version:

Christelle Schmitt. Fission des Noyaux Lourds et Superlourds. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2002. Français. NNT : . tel-00001529

**HAL Id: tel-00001529**

**<https://theses.hal.science/tel-00001529>**

Submitted on 2 Aug 2002

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

IReS-02-04

No. d'ordre 4012

# THESE

*présentée*

*pour obtenir le grade de*

*DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE*

*STRASBOURG*

*Spécialité : Physique Nucléaire*

*par*

**Christelle SCHMITT**

Titre :

**Fission des noyaux lourds et superlourds**

Date de soutenance : Jeudi 11 Avril 2002

**Commission d'examen formée de MM :**

J. DUDEK

Président et Rapporteur interne

F. HANAPPE

Rapporteur externe

P. QUENTIN

Rapporteur externe

K. DIETRICH

Examineur

J. BARTEL

Directeur de thèse

P. DESESQUELLES

Co-Directeur de thèse

N. ROWLEY

G. BARREAU



*A mes parents,  
A Cyrille, Anne et Joël,*

“ ... ”

*Parce que la force des mots a malheureusement ses limites,  
aucune parole ne peut exprimer l'amour que je leur porte.*





# Remerciements

C'est par ces pages de remerciements que débute ce manuscrit de thèse et pourtant c'est cette partie qui y a été insérée en dernier lieu. En effet, il m'a paru difficile d'exprimer en quelques phrases toute la reconnaissance que je souhaiterais témoigner à bon nombre de personnes que j'ai eu l'occasion de côtoyer durant ces trois années de doctorat.

En tout premier lieu je tiens vivement à remercier Johann Bartel d'avoir accepté de diriger ma thèse. Il a su me faire partager ses connaissances scientifiques, s'est toujours montré disponible à mon égard et a eu le souci de me donner une formation la plus complète possible. Hormis cet encadrement qu'il a bien voulu assurer, il m'a offert son amitié ce qui a rendu ces trois années fort agréables. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance. Un grand merci également à mon co-directeur de thèse Pierre Désesquelles pour les discussions scientifiques que nous avons échangées mais aussi pour les aller-retour Strasbourg-Orsay qu'il a été contraint de faire. Je tiens aussi à saluer Neil Rowley grâce à qui j'ai pu débiter ma thèse à Strasbourg puisque c'est lui qui en a pris initialement la direction avant de passer le relais à Johann Bartel.

Du fait du sujet traité dans ce manuscrit j'ai eu la chance de prendre part aux travaux de deux groupes de recherche différents : une collaboration théorique et une équipe expérimentale.

Au niveau de mon travail théorique je ne sais comment exprimer ma profonde grati-

tude à Kryzstof Pomorski pour toute l'aide et le soutien qu'il m'a apportés. Je garderai de mes discussions avec lui un excellent souvenir. Merci également à Agnieszka Surowiec, je n'oublierai jamais les heures que nous avons passées à calculer et calculer encore pour préparer à la hâte plusieurs conférences. Mais je ne voudrais surtout pas oublier de citer le reste de la bande de Lublin : Kasia, les *deux* Gosia, Michal, Zsbyzek, ... il m'ont toujours accueillie très chaleureusement à l'Université Marie-Curie et ont continuellement veillé à ce que je me sente à l'aise lors de mes multiples séjours en Pologne.

Concernant la partie expérimentale de mes travaux, je ne sais par qui débiter. Priorité soit donc donnée à l'âge ! Ce qui me conduit tout d'abord à sincèrement remercier le *grand chef* de DéMoN, Francis Hanappe. Ses compétences, sa compréhension de la physique ainsi que la passion avec laquelle il la *raconte*, mais aussi son amitié ont été pour moi un des moteurs de mon travail. Il m'a toujours considérée comme un membre à part entière de la collaboration DéMoN malgré mon appartenance au camp *adverse* des théoriciens.

Comment dire merci à Louise Stuttgé... je ne sais pas. Je voudrais au moins rappeler ici, si besoin en est, sa pugnacité, son obsession de la perfection dans l'analyse des données, sa disponibilité et son extrême gentillesse. Sache, Louise, que je te suis plus que reconnaissante pour ton soutien ; sans toi, je ne serais probablement pas en train d'écrire ces quelques lignes. Tu as toujours su m'encourager et me faire rebondir lorsque le doute et le découragement m'envahissaient. Mille fois merci !

Je souhaiterais également remercier Olivier Dorvaux avec lequel il est possible et intéressant de discuter certes, mais à condition de parvenir à l'attraper dans sa course folle de maître de conférences *surbooké* ! Je me souviens plus particulièrement des coups de fil tardifs que nous nous échangions Louise, Olivier et moi, l'un rappelant l'autre afin de s'assurer que le fichier qu'il possédait était bien le *bon* et d'autres petites *bricoles*. Olivier a toujours été prêt à me donner un coup de main quelque soit le problème, quelque soit l'heure, je

lui en suis plus que reconnaissante.

Une pensée va également à tous les autres membres de la grande *famille* DéMoN : Thomas Materna, Alain Ninane, Nathalie Amar, Jean Peter, ... ainsi qu'à ceux du groupe CORSET de Dubna et plus particulièrement à Llena pour son aide lors du dépouillement des données.

Je ne voudrais pas oublier d'exprimer ma sincère gratitude à Benoît Speckel et Jean-Pierre Engel. Quelque soit le problème en Linux ou avec Paw, quelque soit le moment de la journée, ils ont toujours su m'aider à résoudre mes emblématiques conflits avec l'informatique ! Je tiens à saluer leur extrême disponibilité : un coup de fil est dans les cinq minutes qui suivent le problème est résolu !

Je tiens aussi à saluer chaleureusement tous les *locataires* du premier étage du bâtiment 27 de l'IReS ; en arpentant ce couloir il est impossible de ne croiser un sourire. J'aimerais tout spécialement évoquer Denise, mon interlocutrice privilégiée pour les missions ; j'aimerais souligner ses compétences lorsqu'il s'agit de rechercher le meilleur itinéraire, un hôtel convenable ou tout autre plan de transports en commun à l'autre bout du monde.

Enfin j'exprime ma profonde gratitude à toute ma famille. Même si parfois *loin des yeux*, elle a toujours été *près de mon coeur*. Merci spécialement à mes parents pour la compréhension dont ils ont fait preuve et leur soutien dans des moments que j'avoue parfois très difficiles. Mille excuses pour tous mes manquements durant ces trois années...



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction et motivations</b>	<b>15</b>
<b>2</b>	<b>DYNAMIQUE DE LA FISSION</b>	<b>23</b>
2.1	Paramétrisation de la surface nucléaire . . . . .	23
2.2	Traitement dynamique de la fission nucléaire . . . . .	26
2.3	Modèle d'évaporation de particules . . . . .	28
2.4	Modèle dynamique de fission symétrique . . . . .	31
2.4.1	Fission symétrique et équation unidimensionnelle . . . . .	32
2.4.2	Evaporation de particules dans le cas symétrique . . . . .	33
2.4.3	Algorithme de la compétition fission-évaporation . . . . .	34
2.4.4	Prise en compte des effets de voie d'entrée . . . . .	39
2.4.5	Comparaison théorie-expérience . . . . .	41
2.5	Modèle dynamique de fission multimodale . . . . .	41
2.5.1	Fission asymétrique et équation bidimensionnelle . . . . .	42
2.5.2	Evaporation de particules dans le cas asymétrique . . . . .	48
2.5.3	Influence de l'asymétrie sur le taux d'émission . . . . .	51
2.6	Modèle d'évaporation à basse énergie . . . . .	55
2.6.1	Le modèle TF . . . . .	56
2.6.2	Comparaison des modèles Weisskopf et TF . . . . .	59

<b>3</b>	<b>SURFACES D'ENERGIE POTENTIELLE</b>	<b>63</b>
3.1	Modèle de la goutte liquide (LDM) . . . . .	64
3.2	Effets de couche et d'appariement . . . . .	68
3.2.1	Définition et origine des effets microscopiques . . . . .	68
3.2.2	Corrections de couche et postulat de Strutinsky . . . . .	69
3.2.3	Corrélations d'appariement . . . . .	77
3.2.4	Correction microscopique totale . . . . .	80
3.2.5	Corrections de couche à grande déformation . . . . .	81
3.2.6	Effets microscopiques et température . . . . .	82
<b>4</b>	<b>FISSION SYMETRIQUE UNIDIMENSIONNELLE</b>	<b>85</b>
4.1	Multiplicités de pré-scission . . . . .	86
4.1.1	Multiplicités moyennes . . . . .	86
4.1.2	Distributions de multiplicité . . . . .	90
4.2	Modèle LSD de goutte liquide . . . . .	95
4.2.1	Deux modèles de goutte liquide : MS-LD et LSD . . . . .	95
4.2.2	Effets de la paramétrisation LSD . . . . .	98
<b>5</b>	<b>FISSION SYMETRIQUE BIDIMENSIONNELLE</b>	<b>111</b>
5.1	Effets du paramètre d'étranglement $h$ . . . . .	112
5.2	Traitements uni- et bi-dimensionnels . . . . .	115
5.3	Considérations de non-axialité . . . . .	117
5.4	Diffusion à basse énergie d'excitation . . . . .	120
5.5	Conclusion . . . . .	123
<b>6</b>	<b>FISSION ASYMETRIQUE</b>	<b>127</b>
6.1	Aspects statiques . . . . .	128
6.2	Dynamique sans émission . . . . .	132
6.2.1	Paramétrisation du paysage énergétique . . . . .	132

6.2.2	Influence de la diffusion . . . . .	135
6.3	Dynamique avec émission . . . . .	136
6.3.1	Traitements uni- et bi-dimensionnels . . . . .	137
6.3.2	Influence des effets quantiques . . . . .	139
6.3.3	Effets de l'énergie d'excitation thermique et du moment angulaire .	140
6.3.4	Corrections quantiques à grande déformation . . . . .	142
6.3.5	Influence des coefficients de transport . . . . .	153
6.3.6	Dépendance en température des effets microscopiques . . . . .	156
6.3.7	Importance des corrections d'appariement . . . . .	159
6.3.8	Influence du potentiel moyen . . . . .	161
6.4	Conclusion . . . . .	165
<b>7</b>	<b>DISPOSITIF EXPERIMENTAL</b>	<b>169</b>
7.1	Introduction . . . . .	169
7.2	Faisceau et cible . . . . .	170
7.3	Géométrie du dispositif expérimental . . . . .	171
7.4	Le détecteur de fragments CORSET . . . . .	180
7.4.1	Présentation . . . . .	180
7.4.2	Principe de fonctionnement . . . . .	180
7.5	Le multidétecteur de neutrons DéMoN . . . . .	181
7.5.1	Présentation . . . . .	181
7.5.2	Principe de fonctionnement . . . . .	182
7.5.3	Discrimination neutron- $\gamma$ dans un module DéMoN . . . . .	182
7.5.4	Efficacité de détection de DéMoN . . . . .	186
7.6	Electronique et système d'acquisition . . . . .	196
<b>8</b>	<b>ETALONNAGE DES DETECTEURS</b>	
	<b>RESULTATS EXPERIMENTAUX</b>	<b>199</b>



8.1	Introduction . . . . .	199
8.2	CORSET . . . . .	200
8.2.1	Etalonnage en temps de CORSET . . . . .	200
8.2.2	Etalonnage en position de CORSET . . . . .	201
8.2.3	Détermination des masses des fragments . . . . .	202
8.3	DéMoN . . . . .	212
8.3.1	Seuil de détection . . . . .	212
8.3.2	Discrimination neutron- $\gamma$ . . . . .	217
8.3.3	Energie et temps de vol des neutrons . . . . .	220
8.4	Conclusion . . . . .	227
<b>9</b>	<b>MULTIPLICITES DE PRE- ET DE POST-SCISSION</b>	<b>229</b>
9.1	Principe de l'analyse en source . . . . .	230
9.1.1	Paramètres de l'ajustement et simulation . . . . .	230
9.1.2	Emission de neutrons à partir d'une source . . . . .	233
9.1.3	Méthode d'ajustement par minimisation du $\chi^2$ . . . . .	235
9.1.4	Estimation des erreurs . . . . .	237
9.1.5	Prise en compte de la distribution angulaire . . . . .	238
9.2	Résultats . . . . .	238
9.2.1	Multiplicité de pré-scission et asymétrie de masse . . . . .	238
9.2.2	Comparaison avec le noyau composé de $^{226}\text{Th}$ et conclusion . . . . .	242
<b>10</b>	<b>CONFRONTATION THEORIE-EXPERIENCE</b>	<b>245</b>
10.1	Evaporation de particules à basse énergie . . . . .	245
10.2	Sections efficaces de fission . . . . .	251
10.2.1	Corrections microscopiques et déformation . . . . .	251
10.2.2	Coefficients de transport et température . . . . .	255
10.2.3	Calculs microscopiques et friction . . . . .	258

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	13
10.2.4 Effets liés à la rotation . . . . .	267
10.2.5 Autres approximations peu fiables à basse énergie . . . . .	269
10.2.6 Conclusion . . . . .	269
10.3 Multiplicité de pré-scission et asymétrie . . . . .	270
<b>11 Conclusions et perspectives</b>	<b>273</b>
<b>Annexe</b>	<b>278</b>
<b>A Equation de Fokker-Planck – Equation de Langevin</b>	<b>279</b>
A.1 Equation généralisée de Fokker-Planck . . . . .	279
A.2 Méthode “d’expansion du moment” . . . . .	280
A.3 Méthode du “propagateur” . . . . .	282
<b>Bibliographie</b>	<b>287</b>



# Chapitre 1

## Introduction et motivations

Découverte par Otto Hahn, Fritz Strassmann, Lisa Meitner et Otto Frisch [1, 2] il y a maintenant plus de 60 ans, la fission nucléaire constitue, encore de nos jours, un phénomène sous bien des aspects assez mal connu et à l'origine de bon nombre de controverses au sein de la communauté des physiciens nucléaires. Malgré donc plus d'un demi siècle de travail de recherche intense sur le sujet, l'intérêt porté à ce processus, qui consiste en la scission d'un noyau en deux fragments, est toujours d'actualité.

Ce sont Niels Bohr et John Archibald Wheeler [3] qui, les premiers, suggèrent de décrire la fission de façon statistique et introduisent une largeur de décroissance du noyau fissionnant donnée par :

$$\Gamma^{BW} = \frac{\Omega_0}{2\pi} \exp(-E_B/kT)$$

où  $\Omega_0$  correspond à la fréquence d'assaut de la barrière de fission  $E_B$  (courbure du potentiel à l'équilibre) et  $T$  est la température nucléaire.

Dès 1935, Carl Friedrich von Weizsäcker et Hans Bethe [4, 5] avaient assimilé le noyau à une goutte liquide chargée dans le but de décrire son énergie de liaison. Cette approche macroscopique du problème complexe à  $N$  corps que représente un système de  $N$  nucléons a remporté un vif succès et est encore largement utilisée de nos jours. D'un point de vue de

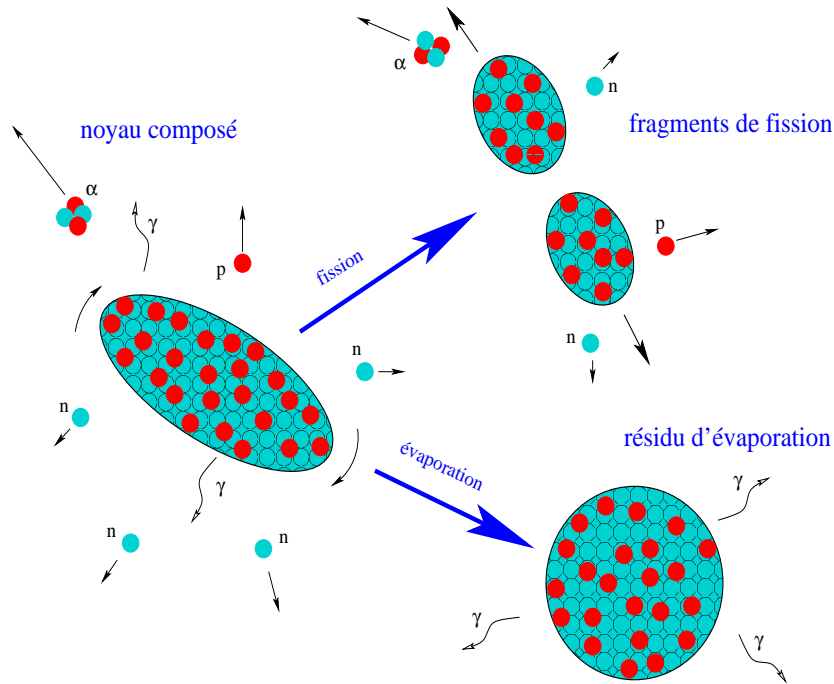
la dynamique, une telle analogie avec une goutte liquide implique la nécessité de prendre en compte dans la description du noyau le phénomène de viscosité qui est connu comme jouer un rôle important en mécanique des fluides. Ainsi, en 1940, Hendrick Kramers [6] propose d'introduire la notion de dissipation par l'expression suivante de la largeur de décroissance par fission :

$$\Gamma^K = \frac{\Omega_0}{2\pi\Omega_B} \left( \sqrt{\Omega_B^2 + \left(\frac{\gamma}{2M}\right)^2} - \frac{\gamma}{2M} \right) \exp(-E_B/kT) = \frac{\Gamma^{BW}}{\Omega_B} \left( \sqrt{\Omega_B^2 + \left(\frac{\gamma}{2M}\right)^2} - \frac{\gamma}{2M} \right)$$

où  $\Omega_B$  donne la courbure du potentiel au point selle. Les paramètres  $\gamma$  et  $M$  correspondent respectivement au coefficient de friction et à la masse du système.

Les résultats de G.N. Harding et F.J.M. Farley [7] qui mesurèrent en 1956, dans la fission induite par protons de l'uranium, des multiplicités de particules légères de pré-scission largement supérieures à celles prédites par un modèle statistique, témoignent d'une dissipation importante. En dépit de ce constat, cette dernière a longtemps été considérée comme négligeable et ceci jusque dans les années 80. La multitude des expériences de collisions d'ions lourds réalisées depuis a mis en évidence le fait que tout mécanisme nucléaire doit faire l'objet d'une description dynamique dans laquelle la dissipation ne peut être omise. En effet, lors de l'interaction de deux noyaux, une part parfois conséquente de l'énergie et du moment angulaire du mouvement relatif est dissipée vers les degrés de liberté internes des partenaires de la réaction pouvant les conduire dans des états extrêmes de température et de moment angulaire. Dans le cas où le paramètre d'impact est suffisamment faible et l'énergie collective pas trop élevée, la collision peut mener à la fusion des deux ions, résultant alors en un *noyau composé* plus ou moins excité. Au cours du processus de déformation auquel ce dernier peut être soumis, l'interaction entre les degrés de liberté collectifs et intrinsèques entraîne un flux, en grande partie irréversible, de l'énergie collective en énergie interne. La dissipation intervient donc tout au long du mécanisme de fusion-fission.

Sous l'effet de son énergie d'excitation thermique et rotationnelle, le noyau composé est susceptible de décroître via le processus de fission et/ou par l'émission de particules aboutissant finalement à deux fragments de fission ou à un résidu d'évaporation. La figure 1.1 illustre ces deux scénarii de désexcitation du système composé.



**Figure 1.1** : Les différentes voies de décroissance du noyau composé.

De nombreux modèles traitent la dynamique de la fission sans prendre en compte l'éventuelle évaporation de particules. Toutefois, celle-ci peut être primordiale puisque la véritable compétition qui s'engage entre fission et émission est susceptible d'avoir une influence non négligeable sur :

- le temps de fission : nos calculs montrent que prendre en compte, pour une trajectoire donnée, l'émission de particules donne lieu à des temps de fission pouvant être de 20% à 30% supérieurs à ceux prédits en l'absence d'évaporation ;

- l'issue elle-même du mécanisme de réaction : l'évaporation refroidit le système ce qui augmente la hauteur de la barrière de fission conduisant ainsi éventuellement à la fermeture de la voie de fission.

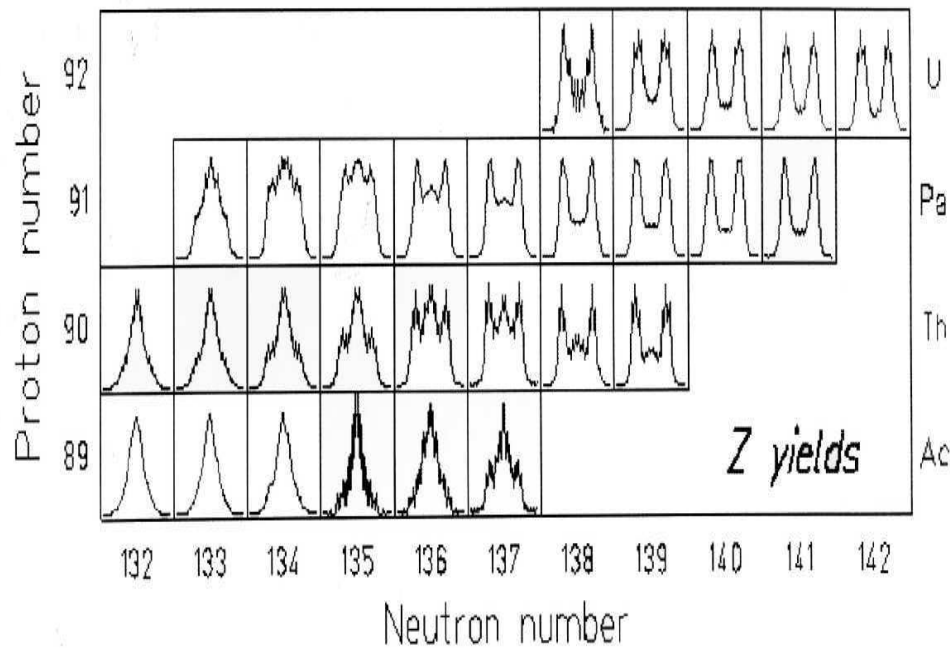
Nous avons choisi de construire l'étude exposée dans ce travail en trois parties principales. Dans un premier temps, nous présenterons le modèle théorique du traitement dynamique de la fission que nous avons développé. La seconde partie sera consacrée à l'analyse expérimentale de la campagne de mesures de réactions de fusion-fission de noyaux lourds et superlourds effectuée en parallèle à cette étude théorique. Enfin, cette thèse comporte un dernier volet dans lequel résultats théoriques et expérimentaux seront confrontés.

Comme tout phénomène de transport, le processus de fission nucléaire peut être décrit par l'équation de Fokker-Planck [8] qui est équivalente à une équation de Langevin faisant intervenir des forces stochastiques (cf. Annexe A). Afin d'étudier l'évolution dynamique d'un noyau composé issu de la collision entre deux ions lourds, on se propose de résoudre cette équation de Langevin. Etant donné qu'au cours de sa désexcitation, le système composé est susceptible d'émettre des particules légères, la dynamique sera couplée aux équations gouvernant l'évaporation de particules.

Dans le cas de noyaux hautement excités, le modèle développé depuis le milieu des années 90 par Krzysztof Pomorski et collaborateurs [9, 10] qui décrit la fission *symétrique* d'un système dans un espace de déformation unidimensionnel (une seule variable collective, liée à l'élongation, est considérée) tout en tenant compte de l'émission de particules, s'est avéré particulièrement prometteur. En effet, la comparaison entre la théorie et l'expérience (notamment en ce qui concerne les multiplicités de neutrons de pré-scission) est plus que satisfaisante sur une large gamme en masse [11].

Le mécanisme de fission a toujours été abondamment étudié expérimentalement, mais plus particulièrement ces dix dernières années avec notamment :

- les collisions d'ions lourds à basse énergie qui visent à former des éléments super-lourds (JINR Dubna, Berkeley, GANIL). L'annonce triomphale suivie de la rétractation récente par l'équipe de Berkeley de la synthèse du  $Z = 118$  témoigne de l'effervescence qui règne actuellement dans ce domaine de la physique nucléaire ;
- l'utilisation de faisceaux radioactifs au GSI de Darmstadt qui a mis en évidence quantité de propriétés de fission de noyaux de courte durée de vie (cf. figure 1.2).



**Figure 1.2** : Distributions de charge des fragments de fission de quelques isotopes de l'actinium Ac, du thorium Th, du protactinium Pa et de l'uranium U [12]. Pour un élément donné, on peut noter la transition progressive de la fission symétrique vers la fission bimodale en passant d'un isotope à un autre.

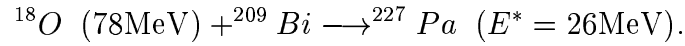
Du fait de cette multitude de données expérimentales relatives à la fission et qui exhibent bien souvent le phénomène de fission multimodale, nous allons généraliser le



modèle de fission *symétrique* mentionné précédemment à la fission *asymétrique*. A basse énergie d'excitation, les effets quantiques ne peuvent être négligés, comme on le fait à plus haute énergie, et conduisent souvent à l'apparition de multiples vallées de fission, notamment asymétriques. Etudier un tel système implique un traitement au minimum bi-dimensionnel des équations de Langevin du fait de la nécessité d'introduire une coordonnée supplémentaire décrivant l'asymétrie du système (la seule variable liée à l'élongation ne suffit plus pour caractériser une surface nucléaire allongée et présentant une asymétrie droite-gauche). Dans un espace énergétique de déformation à deux dimensions et incorporant les corrections microscopiques, nous suivrons l'évolution du noyau composé entre son état initial et le point de scission par la résolution des équations de Langevin couplées aux équations maîtresses gouvernant l'émission de particules. L'influence des différentes prescriptions théoriques sur les résultats de distribution de masse des fragments de fission ainsi que sur les multiplicités de particules légères de pré-scission sera étudiée. En effet, à basse énergie, bon nombre d'hypothèses, communément admises pour les systèmes excités, sont susceptibles d'être remises en question. En particulier, les coefficients de transport décrivant l'inertie du noyau, la friction nucléaire ou encore la diffusion ont été évalués dans une approche macroscopique de moins en moins valable lorsque l'énergie diminue. Par ailleurs, bien qu'il existe des modèles relativement fiables de calculs d'effets de couche et de corrections d'appariement, leur évolution avec la température et leur évaluation pour des déformations extrêmes, proches du point de rupture du noyau en deux fragments, restent problématiques.

En parallèle à ce développement théorique, nous avons mené une campagne d'expériences de collisions d'ions lourds à basse énergie au JINR de Dubna (Russie). Cette campagne s'inscrit dans un vaste projet d'étude de la dynamique des réactions de fusion-fission dans le but de l'étude de la fission multimodale ainsi que de la synthèse des éléments superlourds. Dans le présent travail, nous nous sommes plus particulièrement attachés au

dépouillement et à l'analyse des données expérimentales recueillies pour le système lourd suivant :



Après une brève description du dispositif expérimental que nous avons choisi d'utiliser afin de détecter les fragments de fission et les neutrons émis en coïncidence, nous exposerons plus en détails les principes et résultats de l'étalonnage des détecteurs. Enfin, une technique dite d'analyse en source va nous permettre de déterminer les particules de pré- et de post-scission.

Comme nous l'avons mentionné précédemment, c'est à travers une comparaison des résultats théoriques et expérimentaux que nous concluerons ce travail. Plus particulièrement, nous mettrons en lumière les éventuelles défaillances du modèle dans sa tentative de description de la fission multimodale à basse énergie et donnerons les principaux axes de développement que nous envisageons de mettre en oeuvre afin d'y remédier.

Nous espérons donner par le présent travail une preuve (si besoin en est) des avantages d'une collaboration étroite entre physiciens théoriciens et expérimentateurs. Les résultats expérimentaux sont en effet indispensables à l'élaboration de toute théorie pertinente puisqu'ils permettent de confirmer (ou d'infirmer) les modèles proposés. Inversement, les prédictions théoriques constituent un outil tout aussi intéressant pour la physique expérimentale dans la mesure où elles peuvent l'orienter dans l'optimisation des expériences à mener. C'est dans cet ordre d'idées que nous avons choisi de conduire cette thèse afin de progresser dans notre compréhension de la dynamique du processus de fission nucléaire.



# Chapitre 2

## DYNAMIQUE DE LA FISSION

### 2.1 Paramétrisation de la surface nucléaire

Dans une description de la dynamique de la fission et donc de la large variété des formes d'un noyau composé entre son état initial proche de l'état fondamental (dans une configuration relativement compacte) et le point de scission, une paramétrisation particulièrement flexible de la surface nucléaire est nécessaire.

Même dans les modèles classiques simples, la fission est un processus à plusieurs dimensions, dans la mesure où beaucoup de degrés de liberté de déformation, tels les multipolarités, l'asymétrie, le col nucléaire, sont envisageables. Toute théorie raisonnable nécessite donc l'utilisation d'au moins quelques paramètres pour décrire les variations les plus importantes de la surface nucléaire le long du chemin de fission. Ceux-ci peuvent alors apparaître dans les équations dynamiques en tant que coordonnées généralisées.

Une paramétrisation couramment employée dans la description des formes nucléaires consiste en l'expansion en série d'harmoniques sphériques du rayon vecteur :

$$R(\theta, \varphi) = R_0(\{\beta_{lm}\}) \left[ 1 + \sum_{l,m} \beta_{lm} Y_{lm}(\theta, \varphi) \right] \quad (2.1)$$

Cette paramétrisation n'est toutefois vraiment satisfaisante que pour des formes relativement proches de la sphéricité (avec un nombre raisonnablement limité de coefficients  $\beta_{lm}$ ), donc a priori inadaptée pour la fission.

Une paramétrisation de la surface nucléaire, relativement simple et qui s'est avérée pertinente dans le cadre de la fission des actinides, est la paramétrisation de Funny-Hills [14]. En effet, elle permet une description appropriée de la variété des formes possibles le long de la trajectoire de fission tout en utilisant un nombre restreint de paramètres de déformation (ce qui est essentiel pour notre approche car le temps de calcul augmente de manière prohibitive avec le nombre de paramètres considéré).

Si l'on se restreint à des noyaux à symétrie axiale (ici et par la suite nous choisissons l'axe  $z$  comme correspondant à l'axe de cette symétrie), la paramétrisation de Funny-Hills fait intervenir trois paramètres de déformation  $(c, h, \alpha)$  et la surface nucléaire est décrite en coordonnées cylindriques par :

$$\rho^2(z) = c^2 R_0^2 \begin{cases} (1 - u^2) (A + \alpha u + B u^2) , & B \geq 0 \\ (1 - u^2) (A + \alpha u) \exp(B c^3 u^2) , & B < 0 \end{cases} \quad (2.2)$$

où :

- $u = (z - \bar{z})/z_0$  où  $\bar{z}$  correspond au centre géométrique du noyau,
- $z_0$  demi-distance entre les deux extrémités  $z_{min}$  et  $z_{max}$  du noyau :

$$z_0 = |z_{max} - z_{min}|/2$$

$$\bar{z} = (z_{max} + z_{min})/2$$

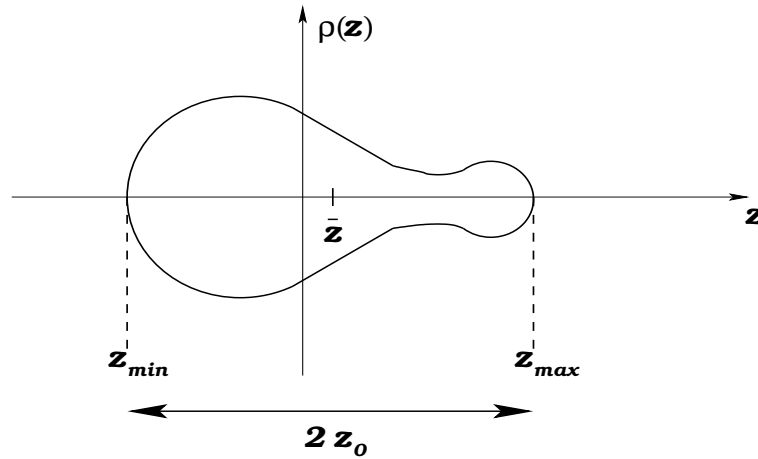
- $R_0$  rayon du noyau sphérique correspondant (c'est-à-dire de même volume),
- $A$  et  $B$  sont reliés à  $c$  et  $h$  par :

$$A = \frac{1}{c^3} - \frac{1}{5}B \quad , \quad B = 2h + \frac{1}{2}(c - 1).$$

Une illustration schématique de la surface nucléaire est donnée sur la figure 2.1.

Dans le cadre de ce travail, c'est cette paramétrisation de la surface nucléaire qui a été adoptée du fait de la signification physique de ses paramètres de déformation :

- $c = z_0/R_0$  est directement relié à l'élongation du noyau,
- $h$  renseigne sur la dimension du col nucléaire ("étranglement" du noyau),
- $\alpha$  est une mesure de l'asymétrie droite-gauche.



**Figure 2.1** : Paramétrisation Funny-Hills de la surface nucléaire.

Remarquons que la description (2.2) de la surface nucléaire  $\rho^2(z)$  de Funny-Hills prend une expression différente suivant la valeur d'un certain paramètre  $B$  combinaison linéaire de  $c$  et  $h$ . La formule correspondant au cas  $B < 0$  a été introduite afin de s'affranchir des configurations de forme présentant des "pointes" aux extrémités du noyau et qui peuvent apparaître aux bords de l'espace de déformation. Bon nombre de modèles utilisant une autre paramétrisation sont contraints à construire aux bords de l'espace de déformation un "mur artificiel de potentiel" dans le but justement d'omettre ces formes du noyau que l'on estime "non physiques". Ce mur leur permet d'éviter que la dynamique ne conduise

à ces formes nucléaires peu probables. Il semble relativement évident que beaucoup de résultats tels que la trajectoire suivie par le noyau, le temps de fission, et donc la multiplicité de particules émises, vont dépendre de la paramétrisation que l'on choisit pour construire un tel mur, ce qui est peu souhaitable. Grâce à la description de Funny-Hills, nous n'avons pas besoin d'échaffauder un tel artifice et nous verrons dans le chapitre 5 que notre espace de déformation est tout à fait adapté.

## 2.2 Traitement dynamique de la fission nucléaire

Depuis sa découverte par O.Hahn et F.Strassmann [1], la fission a été au centre d'un nombre considérable d'expériences en physique nucléaire, contribuant entre autres au développement de la recherche théorique sur ce phénomène.

Partant des simples suppositions statistiques de N.Bohr et J.A.Wheeler [3], H.Kramers introduit le concept de dissipation [6] qui représente la transformation de l'énergie collective en énergie thermique sous l'effet des mécanismes de relaxation, et notamment de la friction.

Le processus de fission peut être décrit dans le cadre d'un modèle statistique tenant compte de la dissipation due au couplage, modélisé par la friction, entre le mouvement collectif et les degrés de liberté internes. L'équation à considérer est alors une équation de transport de type Fokker-Planck (FP) qui consiste en un système d'équations différentielles faisant intervenir une distribution de probabilité  $f(q_i, p_i, t)$  et divers coefficients de transport. Ce système est relativement difficile à résoudre exactement dans le cas d'un nombre de coordonnées collectives supérieur à un. Cependant, on peut montrer (cf. Annexe A) que l'équation de Fokker-Planck est équivalente (sous certaines conditions) à un système d'équations de Langevin faisant intervenir des forces stochastiques.

Dans l'espace multidimensionnel des coordonnées généralisées  $q_i$  (qui dans notre cas sont les paramètres de déformation de Funny-Hills, c'est-à-dire  $c$ ,  $h$  et  $\alpha$ ) de moments conjugués associés  $p_i$ , les équations de Langevin s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{dq_i}{dt} &= \sum_j [M^{-1}(\vec{q})]_{ij} p_j \\ \frac{dp_i}{dt} &= -\frac{1}{2} \sum_{j,k} \frac{d[M^{-1}(\vec{q})]_{jk}}{dq_i} p_j p_k - \frac{dV(\vec{q})}{dq_i} - \sum_{j,k} \gamma_{ij}(\vec{q}) [M^{-1}(\vec{q})]_{jk} p_k + \sum_j g_{ij}(\vec{q}) \Gamma_j(t). \end{aligned} \quad (2.3)$$

avec :

- $M(\vec{q})$  tenseur de masse,
- $V(\vec{q})$  potentiel ( $-dV(\vec{q})/dq_i$  correspond aux forces conservatives),
- $\gamma(\vec{q})$  tenseur de friction,
- $g(\vec{q})$  tenseur de force de Langevin relié au tenseur de diffusion  $D(\vec{q})$  par :

$$D_{ij} = \sum_k g_{ik} g_{jk}. \quad (2.4)$$

Dans le cas d'une énergie d'excitation élevée, le tenseur de diffusion peut être obtenu dans une bonne approximation à partir du tenseur de friction (théorème de fluctuation-dissipation) via la relation d'Einstein :

$$D(\vec{q}) = \gamma(\vec{q}) T \quad (2.5)$$

où  $T$  est la température nucléaire,

- $\Gamma_j(t)$  fonctions stochastiques définies par :

$$\langle \Gamma_j(t) \rangle = 0 \quad , \quad \langle \Gamma_i(t) \Gamma_j(t') \rangle = 2\delta_{ij} \delta(t - t') \quad (2.6)$$

où  $\langle \rangle$  désigne une moyenne sur un grand nombre de tirages.

Les prescriptions utilisées afin de déterminer les différents coefficients de transport de ces équations seront détaillées dans la suite de ce travail (cf. section 2.5.1).



Les équations de Langevin correspondent donc à de conventionnelles équations de Hamilton classiques comprenant des forces conservatives, des forces de friction et d'additionnelles forces aléatoires.

## 2.3 Modèle d'évaporation de particules

Un autre mécanisme important dans l'étude de la désintégration d'un noyau composé est l'évaporation de particules. En effet, tout système nucléaire instable peut se stabiliser via l'émission d'une ou de plusieurs particules. Du fait de l'énergie nécessaire à un tel processus, le noyau perd de l'énergie et peut alors, dans le contexte de la fission, ne plus en avoir suffisamment pour franchir une éventuelle barrière de fission. Ainsi, c'est une véritable compétition entre déformation vers une scission du noyau et émission de particules qui s'engage.

Afin de traiter simultanément fission et émission de particules légères (nous nous limitons aux neutrons, protons et particules  $\alpha$ ), nous utiliserons dans un premier temps le modèle d'évaporation de Weisskopf [15]. Ce dernier se base sur la possibilité d'appliquer des méthodes statistiques dans les calculs de processus nucléaires à énergie d'excitation élevée.

Dans cette approche, le taux d'émission  $\Gamma_\nu^{\alpha\beta}(E^*, L; \chi)$  d'une particule de type  $\nu$ , d'énergie  $e_\alpha$  et de moment angulaire  $\ell_\beta$  à partir d'un noyau composé d'énergie d'excitation thermique  $E^*$  en rotation avec un moment angulaire  $L$  et caractérisé par d'autres paramètres  $\chi$  (masse  $A$ , charge  $Z$ , déformation) est donné par :

$$\Gamma_\nu^{\alpha\beta}(E^*, L; \chi) = \frac{2S_\nu + 1}{2\pi\hbar\rho(E^*, L)} \sum_{L_R=|L-\ell_\beta|}^{L+\ell_\beta} \int_{e_\alpha - \frac{\Delta e_\alpha}{2}}^{e_\alpha + \frac{\Delta e_\alpha}{2}} \bar{w}_\nu(e, \ell_\beta; \chi) \rho_R(E_R^*, L_R) de \quad (2.7)$$

où :

$$\rho(E^*, L) = (2L + 1) \left( \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \right)^{3/2} \sqrt{a} \frac{e^{2\sqrt{a}E^*}}{12E^{*2}} \quad (2.8)$$

est la densité de niveaux du noyau émetteur. Une expression similaire vaut pour la densité  $\rho_R$  du noyau résiduel après émission (noyau fils) d'énergie d'excitation thermique  $E_R^*$  et de moment angulaire  $L_R$ . Ces densités dépendent de la masse et de la charge du noyau considéré, mais également de sa déformation et de son énergie d'excitation. Les quantités  $\mathcal{J}$  et  $a$  représentent respectivement le moment d'inertie et le paramètre de densité de niveaux du noyau composé et sont fonction de la déformation nucléaire ;  $S_\nu$  désigne le spin intrinsèque de la particule émise. Enfin,  $\bar{w}_\nu(e, \ell_\beta; \chi)$  correspond au coefficient de transmission d'une particule de type  $\nu$ , d'énergie  $e$  et de moment angulaire  $\ell_\beta$  à partir d'un noyau composé déformé [9].

Soit  $\ell_x$  la projection de  $\ell \equiv \ell_\beta$  sur l'axe de rotation  $x$ . Le coefficient de transmission  $w_\nu$  dans une direction  $i$  donnée est calculé en utilisant l'expression WKB de Hill-Weeler pour un oscillateur inversé [16] :

$$w_\nu(e, \ell_\beta, \ell_x, i; \chi) = \left( 1 + \exp \left[ \frac{2\pi(E_B^{(i)} - e)}{\hbar\omega_i} \right] \right)^{-1} \quad (2.9)$$

avec

$$\hbar\omega_i = \hbar \sqrt{\frac{d^2 V_{tot}^{(i)} / dr_{i\perp}^2}{m_\nu}}. \quad (2.10)$$

Dans cette formule,  $e$  représente l'énergie de la particule. La hauteur de la barrière  $E_B^{(i)}$  correspond à la valeur maximale prise par le potentiel  $V_{tot}^{(i)}$ , ressenti par la particule dans le référentiel lié au noyau émetteur tournant, dans la direction perpendiculaire  $r_{i\perp}$  à la surface. Celui-ci consiste en la somme des potentiels nucléaire, centrifuge et coulombien (pour une particule chargée) qui sont fonction de la déformation du noyau émetteur :

$$V_{tot}^{(i)} = V_{nucl}^{(i)} + V_{cent}^{(i)} + V_{coul}^{(i)} - \omega\ell_x \quad (2.11)$$

où  $\omega$  est la fréquence de rotation du noyau émetteur tournant.

Pour des raisons de temps de calcul et de place mémoire, ces coefficients de transmission ne sont en fait évalués exactement qu'en quelques points "stratégiques" du noyau, points qui dépendent des symétries que présente le système (le cas de la symétrie droite-gauche est exposé dans la section 2.4.2 et le cas asymétrique dans la section 2.5.2). Une moyenne sur l'ensemble des projections  $\ell_x$  du moment angulaire possible de la particule dans la direction  $x$  est alors effectuée :

$$\bar{w}_\nu(e, \ell, i; \chi) = \frac{\sum_{\ell_x=-\ell}^{+\ell} w_\nu(e, \ell, \ell_x, i; \chi)}{2\ell + 1} \quad (2.12)$$

où :  $\ell \equiv \ell^{(i)} = |\vec{r}_i| \sqrt{2m_\nu(e - V_{tot}^{(i)})}$  dans la direction  $i$

On interpole ensuite le coefficient de transmission  $\bar{w}_\nu(e, \ell, i; \chi)$  dans toutes les directions de l'espace à l'aide d'une formule d'interpolation appropriée fonction de la symétrie du système (cf. sections 2.4.2 et 2.5.2). Il en résulte les coefficients de transmission  $\bar{w}_\nu(e, \ell, \theta, \varphi; \chi)$  qui sont finalement moyennés sur l'ensemble de la surface nucléaire et donnent lieu au coefficient  $\bar{w}_\nu(e, \ell; \chi)$  :

$$\bar{w}_\nu(e, \ell; \chi) = \frac{\int_S \bar{w}_\nu(e, \ell, \theta, \varphi; \chi) d\sigma}{\int_S d\sigma} \quad (2.13)$$

utilisé dans l'expression (2.7) de la largeur d'émission  $\Gamma_\nu^{\alpha\beta}$ .

Après sommation sur l'ensemble des valeurs possibles du moment angulaire  $\ell_\beta$  de l'expression (2.7) et intégration sur l'énergie  $e_\alpha$  de la particule, on obtient finalement une largeur d'émission  $\Gamma_\nu$  qui n'est plus fonction que de l'énergie d'excitation, du moment angulaire ainsi que de la déformation du noyau émetteur.

En parallèle du modèle d'évaporation de Weisskopf présenté ci-dessus, notre groupe travaille actuellement sur une approche qualifiée par leurs auteurs [22, 11] de type Thomas-Fermi du calcul des taux d'émission de particules légères [17]. Les caractéristiques de cette

approche ainsi qu'une comparaison avec la théorie de Weisskopf seront présentées dans la section 2.6.

## 2.4 Modèle dynamique de fission symétrique

Le modèle LMS [9, 10, 11] élaboré par une collaboration entre les groupes de Lublin, Munich et Strasbourg depuis 1996 propose un traitement dynamique des réactions de fusion-fission. Partant de deux ions incidents à l'infini, l'étude est menée jusqu'au point de scission du noyau composé formé. Dans la suite, on désignera par voie d'entrée l'évolution du système entre les ions à l'infini et le noyau composé (réaction de *fusion*) et par voie de sortie la trajectoire de ce noyau composé jusqu'au point de scission (réaction de *fission*). Dans le cadre de ce travail, nous nous intéressons plus particulièrement à la voie de sortie du mécanisme de fusion-fission. Il est évident que la réaction de fission est largement conditionnée par la réaction de fusion au cours de laquelle a été formé le noyau composé. Ce mécanisme de fusion peut également se décrire par la résolution d'une équation de Langevin [55] : le traitement dynamique qui en est fait sera sommairement exposé dans la section 2.4.4. En outre, le traitement de la voie de sortie nécessite un certain nombre d'informations calculées dans la voie d'entrée (et notamment, comme nous le verrons dans la section 2.4.4, la distribution de moment angulaire avec laquelle le noyau composé a été formé).

La première étape de formation du système composé étant réalisée, nous cherchons à décrire l'évolution dynamique du noyau excité, en rotation et déformé. En nous limitant à la fusion-fission, nous excluons de notre étude les processus profondément inélastiques et la quasi-fission. En effet, notre théorie ne s'applique qu'à des systèmes ayant atteint un état d'équilibre thermique (l'énergie d'excitation thermique est partagée entre tous les degrés de liberté internes du noyau ; une température nucléaire peut être définie) ainsi que l'équilibre en isospin et en masse (les mécanismes profondément inélastiques et de

quasi-fission aboutissent bien aux équilibres en isospin et thermique, mais pas à l'équilibre en masse en général).

### 2.4.1 Fission symétrique et équation unidimensionnelle

Le modèle LMS a initialement été construit pour décrire des systèmes hautement excités [9, 10, 11]. Comme il sera mentionné dans le chapitre 3, au-delà d'une température  $T^1$  de l'ordre de 2 à 3 MeV, les effets quantiques ont totalement disparu. Il en découle les conséquences suivantes :

- une image macroscopique peut être utilisée dans la description du noyau composé. Le calcul des potentiels et coefficients de transport (en fonction de la déformation notamment) est alors relativement aisé. De plus, en l'absence de corrections quantiques, les modèles statistiques sont valables.
- en l'absence d'effets microscopiques, la fission symétrique est largement prédominante. Etant donné que ce sont les effets microscopiques qui sont à l'origine de la scission asymétrique, une image semi-classique ne donne lieu qu'à une vallée de fission symétrique. On peut alors choisir de décrire le noyau composé par une unique variable collective, ce qui ramène le problème de l'équation de Langevin à un traitement à une seule dimension et donc facilite grandement sa résolution.

Dans le modèle LMS, le noyau composé fissionnant d'une façon symétrique est caractérisé par l'unique variable collective  $q$  reliée à l'élongation du système que nous avons choisi plus précisément comme la distance entre les centres de masse des 2 fragments de fission naissants [10] :

$$q = \frac{2}{R_0} \frac{\int_{-z_0}^{z_0} |z| \rho^2(z) dz}{\int_{-z_0}^{z_0} \rho^2(z) dz}$$

---

<sup>1</sup>Dans l'ensemble de cette thèse, nous exprimons la température  $T$  en unité de la constante de Boltzman  $k_B = 1.38 \cdot 10^{-11} \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .  $T$  sera alors toujours donnée en MeV.

Dans ce contexte, les équations de Langevin unidimensionnelles, pour la variable  $q$  de moment conjugué  $p$ , s'écrivent :

$$\begin{aligned}\frac{dq}{dt} &= \frac{p}{M(q)} \\ \frac{dp}{dt} &= \frac{1}{2} \left( \frac{p}{M(q)} \right)^2 \frac{dM(q)}{dq} - \frac{dV(q)}{dq} - \frac{\gamma(q)}{M(q)} p + F_L(t).\end{aligned}\tag{2.14}$$

Les différents ingrédients intervenant dans ces équations sont dérivés dans le cadre d'une description macroscopique du noyau chaud, les tenseurs de l'équation (2.3) se réduisant dans le cas unidimensionnel à des quantités scalaires. La masse collective  $M(q)$  est calculée dans l'approximation de Werner-Wheeler assimilant la matière nucléaire à un fluide irrotationnel incompressible, comme formulée par Davies, Sierk et Nix [18]. Le concept du "mur et de la fenêtre" de Świątecki et Blocki [19, 56] (modèle "wall and window" noté  $w\&w$ ) détermine le coefficient de friction  $\gamma(q)$  à partir duquel est dérivé le coefficient de diffusion  $D(q)$  via la relation d'Einstein (2.5). La force de Langevin  $F_L(t)$  est donnée par :

$$F_L(t) = \sqrt{D(q)} f_L(t).\tag{2.15}$$

Le modèle de la goutte liquide utilisant les paramètres de Myers et Świątecki [20] et auquel a été ajoutée une dépendance en température suivant les calculs de Guet, Strumberger et Brack [21] permet d'évaluer le potentiel  $V(q)$ . Une description plus détaillée de ce modèle et du calcul des différents paramètres est faite dans le chapitre 3.

### 2.4.2 Evaporation de particules dans le cas symétrique

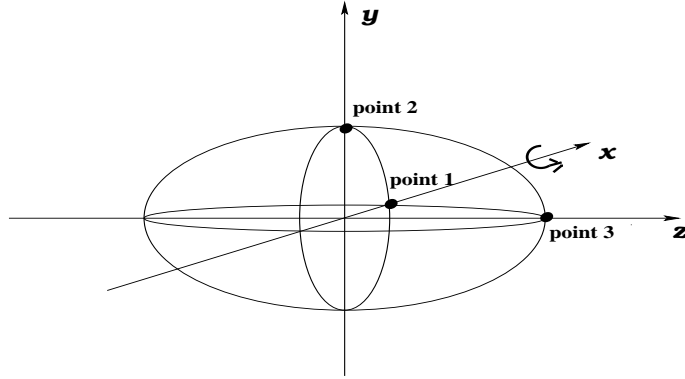
Dans la section 2.3 nous avons présenté les équations générales gouvernant le processus d'évaporation dans le cadre du modèle de Weisskopf.

Pour un système de symétrie droite-gauche, le coefficient de transmission  $\bar{w}_\nu(e, \ell, i; \chi)$  (cf. équation (2.12)) est évalué en trois points du noyau correspondant aux intersections des axes principaux  $(x, y, z)$  du système avec la surface nucléaire (cf. figure 2.2). Désignons

par  $\bar{w}_\nu^{(1)}$ ,  $\bar{w}_\nu^{(2)}$  et  $\bar{w}_\nu^{(3)}$  les valeurs du coefficient de transmission (1.12) de la particule  $\nu$  en ces trois points définis respectivement par les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ . La valeur du coefficient de transmission dans une direction quelconque  $(\theta, \varphi)$  de l'espace (système de coordonnées sphériques) est alors obtenue via l'interpolation suivante :

$$\bar{w}_\nu(e, \ell, \theta, \varphi; \chi) = \sin^2\theta \cdot (\bar{w}_\nu^{(1)}\cos^2\varphi + \bar{w}_\nu^{(2)}\sin^2\varphi) + \bar{w}_\nu^{(3)}\cos^2\theta \quad (2.16)$$

Selon les prescriptions de la section 2.3, une moyenne sur la surface conduit à une largeur d'émission indépendante de la direction d'émission.



**Figure 2.2** : Noyau de symétrie droite-gauche et directions d'émission considérées.

### 2.4.3 Algorithme de la compétition fission-évaporation

Afin de traiter la compétition entre les processus de fission et d'évaporation, le système d'équations de Langevin (2.14) est couplé aux équations maîtresses gouvernant l'émission de particules :

$$\frac{dN_\nu^{\alpha\beta}}{dt} = \Gamma_\nu^{\alpha\beta}. \quad (2.17)$$

La résolution du système d'équations couplées se fait via une discrétisation de celles-ci.

Introduisant un intervalle de temps  $\tau$  suffisamment petit et ne considérant que les termes de premier ordre en  $\tau$  (cf. Annexe A), les équations de Langevin prennent la forme :

$$\begin{aligned} q(t + \tau) - q(t) &\approx \frac{p}{M(q)} \tau \\ p(t + \tau) - p(t) &\approx \frac{1}{2} \left( \frac{p}{M(q)} \right)^2 \frac{dM(q)}{dq} \tau - \frac{dV(q)}{dq} \tau - \frac{\gamma(q)}{M(q)} p \tau + \sqrt{D(q)} f_L(\tau). \end{aligned} \quad (2.18)$$

Ici :

$$f_L(\tau) = \sqrt{\tau} \eta \quad (2.19)$$

où  $\eta$  est un nombre aléatoire distribué suivant une loi normale telle que :

$$\langle \eta \rangle = 0 \quad \text{et} \quad \langle \eta^2 \rangle = 2. \quad (2.20)$$

Pour traiter l'évaporation de particules, nous disposons des largeurs d'émission  $\Gamma_\nu$  relatives à une particule de type  $\nu$  (de moment angulaire et d'énergie quelconques).

Alors la probabilité d'émettre une particule dans un intervalle de temps  $\tau$  suffisamment petit est donnée par :

$$P(\tau) = 1 - e^{-\Gamma\tau} \approx \Gamma\tau \quad (2.21)$$

où :

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha \quad (2.22)$$

est la largeur d'émission totale indépendante du type de la particule. Remarquons que le modèle LMS ne tient pas compte, pour l'instant, de l'émission éventuelle de photons  $\gamma$  mais, étant donné qu'il se limite aux systèmes hautement excités, celle-ci peut être négligée [64].



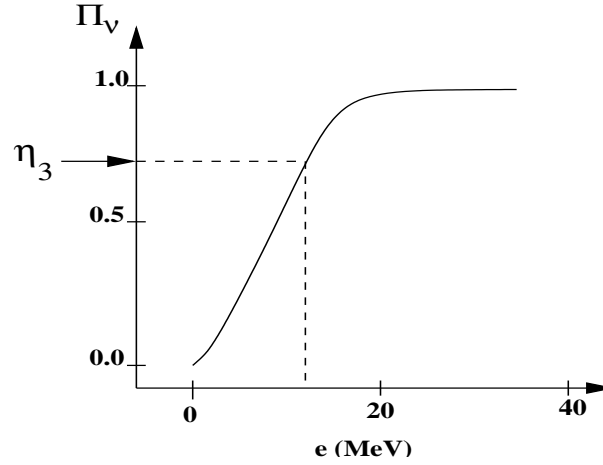
Considérons le noyau composé excité et en rotation dans son état initial. A chaque intervalle de temps  $\tau$ , un nombre aléatoire  $\eta_1$  uniformément distribué sur l'intervalle  $[0, 1]$  est tiré : si  $\eta_1 \leq P(\tau)$  une particule est émise, si  $\eta_1 > P(\tau)$  aucune particule n'est émise et on poursuit la résolution du problème avec le traitement dynamique des équations de Langevin uniquement. Notons que l'intervalle de temps  $\tau$  est choisi suffisamment petit de telle sorte que  $P(\tau) \ll 1$  et donc, dans la plupart des cas, aucune particule n'est émise ce qui nous permet d'exclure la possibilité de plus d'une particule émise pendant l'intervalle  $\tau$ .

Dans le cas où une particule est émise durant l'intervalle  $\tau$ , un deuxième nombre aléatoire  $\eta_2$  uniformément distribué sur l'intervalle  $[0, 1]$  est tiré. L'intervalle  $[0, 1]$  ayant été préalablement échantillonné suivant 3 zones  $\Gamma_n/\Gamma$ ,  $\Gamma_p/\Gamma$  et  $\Gamma_\alpha/\Gamma$ , la localisation de  $\eta_2$  dans une de ces trois zones détermine le type de la particule émise.

Enfin, il reste à décider de l'énergie de cette particule. A partir de la largeur d'émission d'une particule de type et d'énergie donnés, on calcule la probabilité d'émettre une particule de type  $\nu$  avec une énergie inférieure à  $e_\alpha$  :

$$\Pi_\nu(e_\alpha) = \frac{1}{\Gamma_\nu} \left\{ \frac{2S_\nu + 1}{2\pi\hbar\tilde{\rho}(E^*)} \int_0^{e_\alpha} \omega_\nu^{eff}(e; \chi) \tilde{\rho}_R(E_R^*) de \right\} \quad (2.23)$$

où  $\tilde{\rho}(E^*) = \rho(E^*)/(2L + 1)$  et  $w_\nu^{eff}$  correspond au coefficient de transmission sommé sur l'ensemble des moments angulaires possibles de la particule. Cette quantité  $\Pi_\nu(e_\alpha)$  couvre l'intervalle  $[0, 1]$  comme il a été schématisé sur la figure 2.3.



**Figure 2.3** : Variation de  $\Pi_\nu$  avec l'énergie  $e$  de la particule et tirage aléatoire de l'énergie de cette particule par le tirage du nombre aléatoire  $\eta_3$ .

L'intervalle  $[0, 1]$  est subdivisé en un certain nombre de sous-intervalles et à chacun d'entre eux correspond un sous-intervalle en énergie. En tirant un troisième nombre aléatoire  $\eta_3$  uniformément distribué sur  $[0, 1]$  et en inversant la fonction  $\Pi_\nu(e_\alpha)$ , on peut relier  $\eta_3$  à une valeur en énergie (cf. figure 2.3). Ce dernier tirage permet donc de décider de l'énergie de la particule émise.

### Lois de conservation

Après chaque intervalle en temps  $\tau$ , l'énergie d'excitation thermique  $E^*$  du noyau composé (et avec elle la température nucléaire  $T$ ) ainsi que son moment angulaire sont redéterminés via les équations de conservation de l'énergie entre l'état initial ( $i$ ) à l'instant  $t$  et l'état final ( $f$ ) à l'instant  $(t + \tau)$  :

$$- E_{coll}^{(i)} + E_{rot}^{(i)} + E^{*(i)} = E_{coll}^{(f)} + E_{rot}^{(f)} + E^{*(f)}$$

dans le cas où aucune particule n'a été émise entre  $t$  et  $(t + \tau)$ .

$$- B(Z^{(i)}, A^{(i)}) + E_{coll}^{(i)} + E_{rot}^{(i)} + E^{*(i)} = B(Z^{(f)}, A^{(f)}) + E_{coll}^{(f)} + E_{rot}^{(f)} + E^{*(f)} + B_\nu + e_\alpha + E_{recol}$$

dans le cas où une particule de type  $\nu$ , d'énergie de liaison  $B_\nu$  ( $\neq 0$  uniquement dans

le cas des particules  $\alpha$ ) et d'énergie cinétique  $e_\alpha$  est émise.  $E_{recul}$  est l'énergie de recul du noyau résiduel correspondant (négligée dans les cas pratiques car extrêmement faible) et  $B(Z, A)$  désigne l'énergie de liaison nucléaire. Nous rappelons que l'énergie collective  $E_{coll}$  consiste en la somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle :

$$E_{coll}(q) = p^2/2M(q) + V(q)$$

Le moment angulaire du noyau composé est également re-évalué après chaque pas en temps. Etant donné que, dans le calcul des taux d'émission exposé dans la section 2.3, une moyenne est faite sur l'ensemble des moments angulaires possibles de la particule (cf. relation (2.12)), nous ne disposons pas de la valeur de ces taux pour chaque moment de la particule. Par conséquent, on ne peut ici appliquer la stricte conservation du moment angulaire quantique. Néanmoins, on suppose que le moment de la particule est faible devant celui du noyau émetteur de sorte que la fréquence de rotation du système tournant est inchangée :

$$\omega^{(f)} = \omega^{(i)}.$$

Or,  $L = \mathcal{J} \omega$  et  $E_{rot} = 1/2 \mathcal{J} \omega^2 = L^2/(2\mathcal{J})$  où  $\mathcal{J}$  est le moment d'inertie du noyau, d'où :

$$L^{(f)} = L^{(i)} \mathcal{J}^{(f)} / \mathcal{J}^{(i)} \quad \text{et} \quad E_{rot}^{(f)} = E_{rot}^{(i)} \mathcal{J}^{(f)} / \mathcal{J}^{(i)}.$$

Dans l'hypothèse d'un corps rigide, le moment  $\mathcal{J}$  varie comme  $A^{5/3}$  et on a :

$$- L^{(i)} = L^{(f)}$$

dans le cas où aucune particule n'a été émise entre  $t$  et  $(t + \tau)$  ( $A$  est constant) ;

$$- L^{(f)} = L^{(i)} E_{rot}^{(f)} / E_{rot}^{(i)}$$

dans le cas où une particule est émise ( $A$  est modifiée donc  $E_{rot}$  change).

Dans le modèle LMS on suppose que l'émission d'une particule ne modifie pas la déformation du noyau émetteur mais bien, comme nous venons de l'exposer, sa température et son moment angulaire.

Si une particule est émise, certaines caractéristiques du noyau composé (masse, charge si la particule émise est chargée, énergie d'excitation, moment angulaire) sont modifiées comme nous venons de le voir. Par conséquent, on doit re-évaluer les valeurs des largeurs d'émission pour le noyau résiduel à considérer ainsi que le paysage énergétique, les tenseurs de masse, de friction, de diffusion et de force de Langevin.

Cette procédure de type Monte-Carlo traitant la voie de fission est répétée pour un grand nombre de trajectoires (de l'ordre de  $10^4$  à  $10^6$  suivant la section efficace de fission). Pour chacune d'elles, les données d'entrée se résument à un noyau composé caractérisé uniquement par sa masse, sa charge, son énergie d'excitation et son moment angulaire. Ainsi, aucun paramètre ajustable n'intervient dans le modèle LMS ce qui en fait un de ses atouts.

#### 2.4.4 Prise en compte des effets de voie d'entrée

L'énergie d'excitation totale  $E_{tot}^*$  du noyau composé formé par une collision donnée d'ions lourds est connue expérimentalement. Elle se partage entre l'énergie d'excitation thermique  $E^*$  et l'énergie de rotation  $E_{rot}$ . Cependant, le moment angulaire du système composé reste indéterminé expérimentalement (puisque le paramètre d'impact reste inconnu). Il nous faut donc évaluer théoriquement la distribution de moment angulaire de la réaction considérée, le noyau composé pouvant être formé avec différents moments angulaires (relatifs à différents paramètres d'impact). On en déduira la répartition de l'énergie d'excitation totale  $E_{tot}^*$  entre les énergies thermique  $E^*$  et rotationnelle  $E_{rot}$ .

Dans le cas de deux noyaux incidents sphériques, on peut facilement construire la distribution initiale de moment angulaire du noyau composé en faisant l'hypothèse qu'elle est donnée par l'expression de la section efficace géométrique suivante :

$$\frac{d\sigma(L)}{dL} = \frac{\pi}{k^2}(2L + 1) \quad (2.24)$$

où  $\lambda = 2\pi/k$  est la longueur d'onde du mouvement relatif des deux partenaires de la réaction.

La situation se complique cependant si l'un ou les deux noyaux sont déformés. Comme il l'a été mentionné en introduction à la section 2.4, le modèle LMS inclut un modèle de voie d'entrée capable de fournir notamment la distribution de moment angulaire. Il consiste à résoudre des équations de Langevin entre l'instant initial pour lequel les deux noyaux sont positionnés à l'infini et le moment où ils entrent en contact, la difficulté principale étant la détermination des potentiels nucléaire et coulombien pour une distance relative donnée entre deux noyaux déformés. Ces équations de Langevin sont alors résolues pour différentes déformations et orientations relatives des noyaux incidents. Il en résulte la section efficace de fusion pour un moment angulaire  $L_i$  du noyau composé :

$$\left( \frac{d\sigma_F}{dL} \right)_{L_i} = \frac{2\pi}{k^2} L_i \frac{N_i^F}{N_i} \quad (2.25)$$

où  $N_i^F$  correspond au nombre de trajectoires ayant conduit à une fusion parmi le nombre total  $N_i$  de trajectoires générées pour une valeur  $L_i$  du moment angulaire.

Pour chaque valeur du moment angulaire  $L_i$  les équations de Langevin sont ensuite résolues pour la voie de sortie fission-évaporation. Elles permettent de déterminer le nombre  $N_i^{fiss}$  de trajectoires ayant effectivement conduit à une fission parmi les  $N_i^F$  trajectoires qui, par fusion dans la voie d'entrée, ont menées à la formation d'un noyau composé. Soit  $d\sigma_{fiss}/dL_i$  la section efficace de fission pour le moment  $L_i$ , alors la section efficace totale de fission est donnée par :

$$\sigma_{fiss} = \sum_i \frac{d\sigma_{fiss}}{dL_i} = \sum_i \left( \frac{d\sigma_F}{dL_i} \right)_{L_i} \frac{N_i^{fiss}}{N_i^F} \quad (2.26)$$

Finalement, la multiplicité moyenne de pré-scission (qui correspond au nombre de particules émises par le noyau composé le long de sa trajectoire de fission, c'est-à-dire entre son état initial et le point de scission) pour une particule de type  $\nu$  prédite par le modèle

LMS est obtenue après pondération par la section efficace de fusion-fission :

$$\langle M_\nu \rangle = \frac{\sum_i \frac{d\sigma_{fiss}}{dL_i} \cdot M_\nu(L_i)}{\sigma_{fiss}} \quad (2.27)$$

où  $M_\nu(L_i)$  est la multiplicité de pré-scission calculée pour le moment  $L_i$ .

### 2.4.5 Comparaison théorie-expérience

Une des informations intéressantes fournie par le modèle LMS est la multiplicité de pré-scission (2.27) de neutrons, protons et particules  $\alpha$ . Nous nous sommes attachés à cette grandeur en particulier étant donné qu'il s'agit d'une quantité pour laquelle des mesures expérimentales sont disponibles, notamment pour les neutrons.

La comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux sur une large gamme en masse du système composé allant du  $^{126}\text{Ba}$  à plusieurs isotopes de l'élément superlourd  $Z = 110$  s'est avérée assez satisfaisante pour les multiplicités de neutrons de pré-scission [11]. Quelques uns de ces résultats sont présentés dans le chapitre 4.

## 2.5 Modèle dynamique de fission multimodale

La bonne reproduction des résultats expérimentaux par le modèle LMS pour les systèmes fortement excités (cf. chapitre 4) nous a motivé pour étendre aussi bien la théorie que l'expérience à plus faible énergie d'excitation ce qui suppose le traitement de la compétition entre fission symétrique, fission asymétrique et évaporation de particules. Le nombre croissant d'expériences de collisions d'ions lourds à basse énergie, notamment dans le but de la synthèse d'éléments superlourds, constitue en effet une source considérable d'informations sur la coexistence de plusieurs modes de fission. A faible énergie d'excitation, les effets microscopiques jouent un rôle non négligeable dans l'évolution du noyau composé. Il en résulte l'apparition éventuelle de vallées de fission asymétriques

dans le paysage d'énergie potentielle du système. La compétition entre les différentes vallées peut donner lieu à une variété de partitions différentes de fragments de fission : c'est la fission multimodale.

Afin d'étudier la compétition entre les divers modes de fission, il nous faut généraliser le modèle LMS à la description de noyaux asymétriques. Bien qu'à faible énergie d'excitation les considérations microscopiques ne peuvent être omises, nous allons dans un premier temps conserver partiellement une image semi-classique du noyau composé. Seuls les calculs d'énergie potentielle vont être basés sur une description microscopique par la prise en compte des effets de couche et d'appariement ; les coefficients de transport quant à eux seront toujours calculés dans le cadre du modèle macroscopique décrit précédemment. Nous choisissons donc de progresser pas à pas ce qui nous permettra d'analyser l'influence des différents paramètres dans le traitement de la fusion-fission à basse énergie.

### 2.5.1 Fission asymétrique et équation bidimensionnelle

Dans le cadre de la paramétrisation Funny-Hills de la surface nucléaire, nous optons dans un premier temps pour 2 coordonnées collectives  $c$  et  $\alpha$  seulement parmi les 3 proposées, posant  $h = 0$  (cf. section 2.1). Le choix de ce couple de coordonnées se comprend aisément pour la fission asymétrique : une variable d'élongation (ici  $c$ ) et une variable d'asymétrie (ici  $\alpha$ ) constituent les grandeurs les plus importantes pour caractériser en première approche un noyau ne présentant pas la symétrie droite-gauche. Le fait d'imposer en première approximation  $h = 0$  semble raisonnable parce que la paramétrisation Funny-Hills a en fait été construite de telle sorte que la vallée de fission symétrique se situe toujours proche de  $h = 0$ . La validité de cette restriction sera testée dans le chapitre 5 dans lequel des calculs avec  $h$  différent de 0 seront présentés.

Il en résulte pour les coordonnées généralisées  $(c, \alpha)$  le système bidimensionnel d'équations de Langevin suivant (on utilise ici la symétrie du tenseur de masse :  $M_{ij} = M_{ji}$ , relation prouvée plus loin) :

$$\frac{dc}{dt} = [M^{-1}]_{cc} p_c + [M^{-1}]_{c\alpha} p_\alpha$$

$$\begin{aligned} \frac{dp_c}{dt} = & -\frac{1}{2} \left( \frac{d[M^{-1}]_{cc}}{dc} p_c p_c + 2 \frac{d[M^{-1}]_{c\alpha}}{dc} p_c p_\alpha + \frac{d[M^{-1}]_{\alpha\alpha}}{dc} p_\alpha p_\alpha \right) \\ & - \frac{dV(c,\alpha)}{dc} \\ & - \gamma_{cc} ([M^{-1}]_{cc} p_c + [M^{-1}]_{c\alpha} p_\alpha) \\ & - \gamma_{c\alpha} ([M^{-1}]_{\alpha c} p_c + [M^{-1}]_{\alpha\alpha} p_\alpha) \\ & + g_{\alpha c} \Gamma_c(t) + g_{c\alpha} \Gamma_\alpha(t) \end{aligned}$$

$$\frac{d\alpha}{dt} = [M^{-1}]_{\alpha c} p_c + [M^{-1}]_{\alpha\alpha} p_\alpha$$

$$\begin{aligned} \frac{dp_\alpha}{dt} = & -\frac{1}{2} \left( \frac{d[M^{-1}]_{cc}}{d\alpha} p_c p_c + 2 \frac{d[M^{-1}]_{c\alpha}}{d\alpha} p_c p_\alpha + \frac{d[M^{-1}]_{\alpha\alpha}}{d\alpha} p_\alpha p_\alpha \right) \\ & - \frac{dV(c,\alpha)}{d\alpha} \\ & - \gamma_{\alpha c} ([M^{-1}]_{cc} p_c + [M^{-1}]_{c\alpha} p_\alpha) \\ & - \gamma_{\alpha\alpha} ([M^{-1}]_{\alpha c} p_c + [M^{-1}]_{\alpha\alpha} p_\alpha) \\ & + g_{\alpha c} \Gamma_\alpha(t) + g_{\alpha\alpha} \Gamma_\alpha(t) \end{aligned}$$

(2.28)



Précisons les différents ingrédients intervenant dans ces équations :

- le potentiel  $V(c, \alpha)$  tient compte des effets microscopiques : il est déterminé dans le cadre de la méthode de Strutinsky développée dans le chapitre 3. Dans cette approche, l'énergie du noyau consiste en la somme de deux contributions : un terme d'énergie “moyenne” donné par un modèle macroscopique et un terme représentant les écarts à cette valeur moyenne dus aux effets microscopiques (corrections de couche et d'appariement) :

$$V(N, Z, c, \alpha, T) = V^{LD}(N, Z, c, \alpha, T) + \delta E_{micro}(N, Z, c, \alpha, T) \quad (2.29)$$

où  $V^{LD}$  est la partie macroscopique de type goutte liquide et  $\delta E_{micro}$  correspond à la correction quantique.

Le modèle macroscopique de goutte liquide adopté dans ce travail est celui de Myers et Świątecki [20] auquel on ajoute, pour pouvoir décrire des noyaux excités, une dépendance en température obtenue par les calculs de Guet, Strumberger et Brack [21]. Ce modèle de goutte liquide fonction de la température est exposé dans le chapitre 3.

Dans notre hypothèse de noyau à l'équilibre thermique, nous choisissons de décrire le système nucléaire dans le cadre d'un ensemble grand-canonique. Comme nous le verrons dans le chapitre 3, c'est alors l'énergie libre de Helmholtz qui peut jouer le rôle de potentiel collectif :

$$\begin{aligned} V^{LD}(c, \alpha) &\equiv F(N, Z, c, \alpha, L, T) \\ &= F(N, Z, c, \alpha, L = 0, T) + E_{rot}(N, Z, c, \alpha, L) \end{aligned} \quad (2.30)$$

Le premier terme du membre de droite est donné par le modèle de la goutte liquide (cf. équation (3.6)) et l'énergie de rotation du noyau  $E_{rot}$  via l'expression (3.10).

- le tenseur de masse  $M(c, \alpha)$  est calculé dans le cadre de l'approximation d'un fluide incompressible et irrotationnel de Werner-Wheeler [18]. Dans notre approche bidimensionnelle,  $M(c, \alpha)$  correspond à une matrice symétrique  $2 \times 2$  dont les composantes sont données par les formules suivantes<sup>2</sup> :

$$\begin{aligned}
M_{cc} &= \pi \rho_0 \int_{z_{min}}^{z_{max}} \left[ \rho_s^2(z) A_c(z) A_c(z) + \frac{1}{2} B_c(z) B_c(z) \right] dz \\
M_{c\alpha} &= \pi \rho_0 \int_{z_{min}}^{z_{max}} \left[ \rho_s^2(z) A_c(z) A_\alpha(z) + \frac{1}{2} B_c(z) B_\alpha(z) \right] dz = M_{\alpha c} \\
M_{\alpha\alpha} &= \pi \rho_0 \int_{z_{min}}^{z_{max}} \left[ \rho_s^2(z) A_\alpha(z) A_\alpha(z) + \frac{1}{2} B_\alpha(z) B_\alpha(z) \right] dz
\end{aligned} \tag{2.31}$$

avec :

$$A_c(z) = \begin{cases} \frac{1}{\rho_s^2(z)} \frac{\partial}{\partial c} \int_z^{z_{max}} \rho_s^2(z') dz' & \text{pour } z \geq \bar{z} \\ \frac{1}{\rho_s^2(z)} \frac{\partial}{\partial c} \int_{z_{min}}^z \rho_s^2(z') dz' & \text{pour } z \leq \bar{z} \end{cases} \tag{2.32}$$

$$A_\alpha(z) = \begin{cases} \frac{1}{\rho_s^2(z)} \frac{\partial}{\partial \alpha} \int_z^{z_{max}} \rho_s^2(z') dz' & \text{pour } z \geq \bar{z} \\ \frac{1}{\rho_s^2(z)} \frac{\partial}{\partial \alpha} \int_{z_{min}}^z \rho_s^2(z') dz' & \text{pour } z \leq \bar{z} \end{cases} \tag{2.33}$$

---

<sup>2</sup>Ne pas confondre les indices  $(c, \alpha)$  des éléments  $M_{ij}$  où  $i, j = (c, \alpha)$  de ce tenseur avec les paramètres de déformation  $(c, \alpha)$  auxquels ces éléments de matrice ont été calculés.

et

$$B_c(z) = \frac{1}{2} \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} A_c(z) + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial c} \quad (2.34)$$

$$B_\alpha(z) = \frac{1}{2} \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} A_\alpha(z) + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial \alpha} \quad (2.35)$$

où :  $z_{min}$  et  $z_{max}$  correspondent aux extrémités du noyau et  $\rho_0$  est la densité de saturation de la matière nucléaire.

- le modèle du mur et de la fenêtre de Świątecki et Blocki [19] donne les composantes du tenseur de friction  $\gamma(c, \alpha)$  qui correspond à une matrice symétrique  $2 \times 2$  :

$$\gamma_{cc} = \frac{\pi}{2} \rho_0 \bar{v} \int_{z_{min}}^{z_{max}} \frac{\left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial c} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \phi_c \right) \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial c} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \phi_c \right)}{\sqrt{\rho_s^2(z) + \frac{1}{4} \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \right)^2}} dz \quad (2.36)$$

$$\gamma_{c\alpha} = \frac{\pi}{2} \rho_0 \bar{v} \int_{z_{min}}^{z_{max}} \frac{\left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial c} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \phi_c \right) \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial \alpha} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \phi_\alpha \right)}{\sqrt{\rho_s^2(z) + \frac{1}{4} \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \right)^2}} dz = \gamma_{\alpha c} \quad (2.37)$$

$$\gamma_{\alpha\alpha} = \frac{\pi}{2} \rho_0 \bar{v} \int_{z_{min}}^{z_{max}} \frac{\left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial \alpha} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \phi_\alpha \right) \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial \alpha} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \phi_\alpha \right)}{\sqrt{\rho_s^2(z) + \frac{1}{4} \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \right)^2}} dz \quad (2.38)$$

avec :

$$\phi_c(z) = \frac{\int_{z_{min}}^{z_{max}} \frac{\partial \rho_s^2}{\partial c} \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z'} / \sqrt{\rho_s^2(z) + \frac{1}{4} \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z'} \right)^2} dz'}{\int_{z_{min}}^{z_{max}} \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z'} \right)^2 / \sqrt{\rho_s^2(z) + \frac{1}{4} \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z'} \right)^2} dz'} \quad (2.39)$$

$$\phi_\alpha(z) = \frac{\int_{z_{min}}^{z_{max}} \frac{\partial \rho_s^2}{\partial \alpha} \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z'} / \sqrt{\rho_s^2(z) + \frac{1}{4} \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z'} \right)^2} dz'}{\int_{z_{min}}^{z_{max}} \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z'} \right)^2 / \sqrt{\rho_s^2(z) + \frac{1}{4} \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z'} \right)^2} dz'} \quad (2.40)$$

où :  $\bar{v}$  est la vitesse moyenne des nucléons à l'intérieur du noyau à température nulle (cette vitesse change peu avec la température) :

$$\frac{\bar{v}}{c} = \frac{\bar{p}}{mc} = \frac{3}{4} \frac{\hbar}{mc} (3\pi^2 \rho_0)^{1/3}$$

- la force aléatoire de Langevin est dérivée à partir du tenseur de diffusion  $D(c, \alpha)$  lui-même déterminé par le tenseur de friction  $\gamma(c, \alpha)$  via la relation d'Einstein (2.5), soit :

$$\begin{aligned} D_{cc} &= \gamma_{cc} T \\ D_{c\alpha} &= \gamma_{c\alpha} T = D_{\alpha c} \\ D_{\alpha\alpha} &= \gamma_{\alpha\alpha} T \end{aligned} \quad (2.41)$$

Finalement, le tenseur de force aléatoire  $g_{ij}(c, \alpha)$  est calculé par résolution du système d'équations donné par la relation (2.4) :

$$D_{ij} = \sum_k g_{ik} g_{jk} \quad \text{où} \quad \{i, j, k\} = \{c, \alpha\}.$$

## 2.5.2 Evaporation de particules dans le cas asymétrique

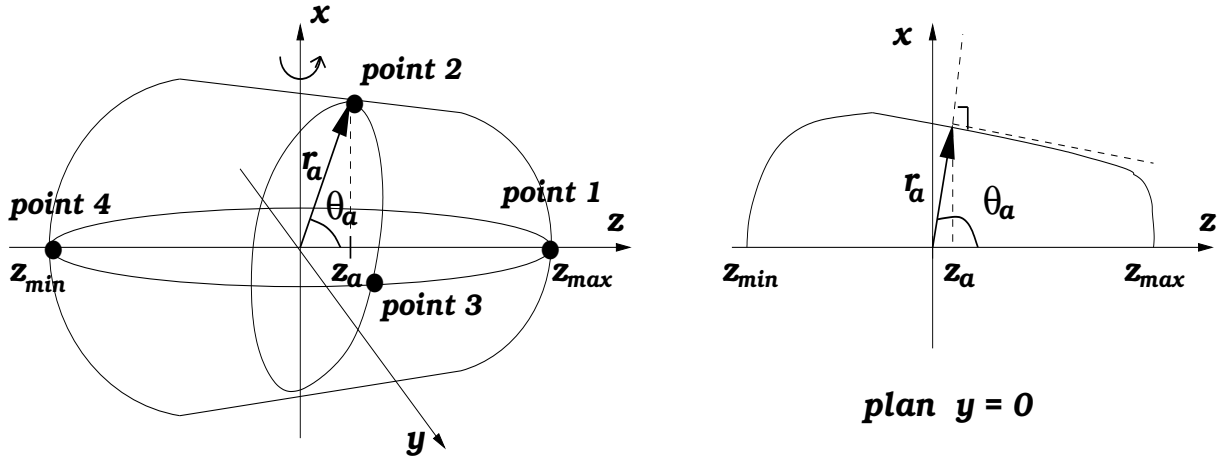
Les équations générales gouvernant les largeurs d'émission de particules ont été présentées dans la section 2.3 et appliquées au cas d'un noyau de symétrie droite-gauche dans la partie 2.5.3 du présent travail.

Dans le cas d'un système ne présentant pas la symétrie droite-gauche, une difficulté supplémentaire intervient. En effet, le plan  $(x, y)$  n'est plus plan de symétrie du noyau. Rien ne justifie a priori l'évaluation des coefficients de transmission suivant les directions  $x$  et  $y$ . Nous décidons alors de calculer leurs valeurs en quatre points du système que nous estimons "stratégiques" dans le cas du noyau asymétrique. Ces points correspondent aux intersections avec la surface des quatre directions perpendiculaires à cette même surface (en fait il existe une infinité de points de ce type, mais du fait de la symétrie de révolution autour de l'axe  $z$ , le problème peut se ramener à quatre points seulement).

Ainsi, en présence d'une seule symétrie, correspondant à la symétrie axiale, les coefficients  $w_\nu(e, \ell, \ell_x, i; \chi)$  sont exactement calculés en quatre points  $i$  définis par les directions suivantes (cf. figure 2.4) :

- point 1 : suivant la direction  $(+z) \equiv (\|z_{max} - \bar{z}\|, 0, 0)$
- point 2 : suivant la direction perpendiculaire à la surface dans le plan  $y = 0$  (qui ne correspond pas à l'axe  $x$  comme c'est le cas pour une symétrie droite-gauche). Le point d'intersection de la surface avec cette direction est défini par :  $(r_a, \theta_a, 0)$ . En raison de la symétrie de révolution autour de l'axe  $z$ , ce point est équivalent au point de coordonnées  $(r_a, \theta_a, \pi)$ .

- point 3 : suivant la direction  $(r_a, \theta_a, \pi/2)$ . En raison de la symétrie de révolution autour de l'axe  $z$ , ce point est équivalent au point de coordonnées  $(r_a, \theta_a, -\pi/2)$ .
- point 4 : suivant la direction  $(-z) \equiv (\|z_{min} - \bar{z}\|, -\pi, 0)$ .



**Figure 2.4** : Noyau asymétrique et directions d'émission considérées.

Les prescriptions de la section 2.3 prévoient alors que les coefficients  $w_\nu(e, \ell, \ell_x, i; \chi)$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) soient sommés sur les projections  $\ell_x$  possibles du moment angulaire, et qu'on estime les coefficients de transmission  $\bar{w}_\nu(e, \ell, \theta, \varphi; \chi)$  dans une direction quelconque par une interpolation adéquate développée ci-après.

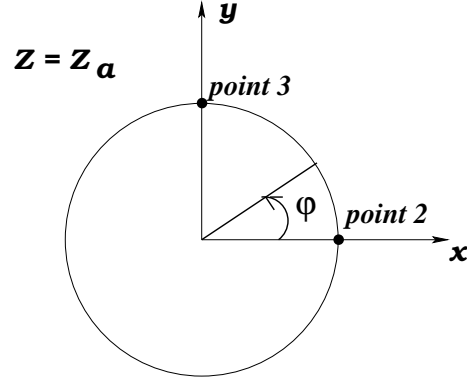
Considérons la figure 2.5 qui présente une coupe du noyau asymétrique selon le plan  $z = z_a$ . Dans ce plan  $z = z_a$ , on a la dépendance en  $\varphi$  telle que :

$$w(\varphi) = w^{(2)} + (w^{(3)} - w^{(2)})\sin^2\varphi \quad (2.42)$$

Par ailleurs, on choisit pour  $w^{(2)}$  et  $w^{(3)}$  une dépendance quadratique en  $\cos\theta$  telle que :

$$w^{(2)} = a_x + b_x \cos \theta + c_x \cos^2 \theta$$

$$w^{(3)} = a_y + b_y \cos \theta + c_y \cos^2 \theta$$



**Figure 2.5** : Coupe du noyau asymétrique selon le plan  $z = z_a$ .

Dans le cas de l'asymétrie droite-gauche, la formule d'interpolation complète adoptée est alors la suivante :

$$\begin{aligned} w_\nu(e, \ell, \theta, \varphi; \chi) = & [a_x + (a_y - a_x) \sin^2 \varphi] + \\ & [b_x + (b_y - b_x) \sin^2 \varphi] \cos \theta + \\ & [c_x + (c_y - c_x) \sin^2 \varphi] \cos^2 \theta \end{aligned} \quad (2.43)$$

Finalement on intègre ces coefficients sur la surface du noyau :

– après intégration sur l'angle de révolution  $\varphi$  :

$$w_\nu(e, \ell, \theta; \chi) = a + b \cos \theta + c \cos^2 \theta \quad (2.44)$$

où :

$$a = \frac{a_x + a_y}{2} \quad , \quad b = \frac{b_x + b_y}{2} \quad , \quad c = \frac{c_x + c_y}{2}$$

- après intégration sur  $\theta$ , on obtient le coefficient de transmission  $\bar{w}_\nu(e, \ell; \chi)$  indépendant de la direction et tel qu'il est utilisé dans l'équation (2.7) :

$$\bar{w}_\nu(e, \ell; \chi) = \frac{\int_\theta (a + b \cos \theta + c \cos^2 \theta)}{\int_\theta d\theta}$$

On montre aisément que :

$$\begin{aligned} a &= \frac{\bar{w}^{(2)} + \bar{w}^{(3)} - (\bar{w}^{(1)} - \bar{w}^{(4)}) \cos \theta_a - (\bar{w}^{(1)} + \bar{w}^{(4)}) \cos^2 \theta_a}{2(1 - \cos^2 \theta_a)} \\ b &= \frac{\bar{w}^{(1)} - \bar{w}^{(4)}}{2} \\ c &= \frac{\bar{w}^{(1)} + \bar{w}^{(4)} - (\bar{w}^{(4)} - \bar{w}^{(1)}) \cos \theta_a - \bar{w}^{(2)} - \bar{w}^{(3)}}{2(1 - \cos^2 \theta_a)} \end{aligned} \quad (2.45)$$

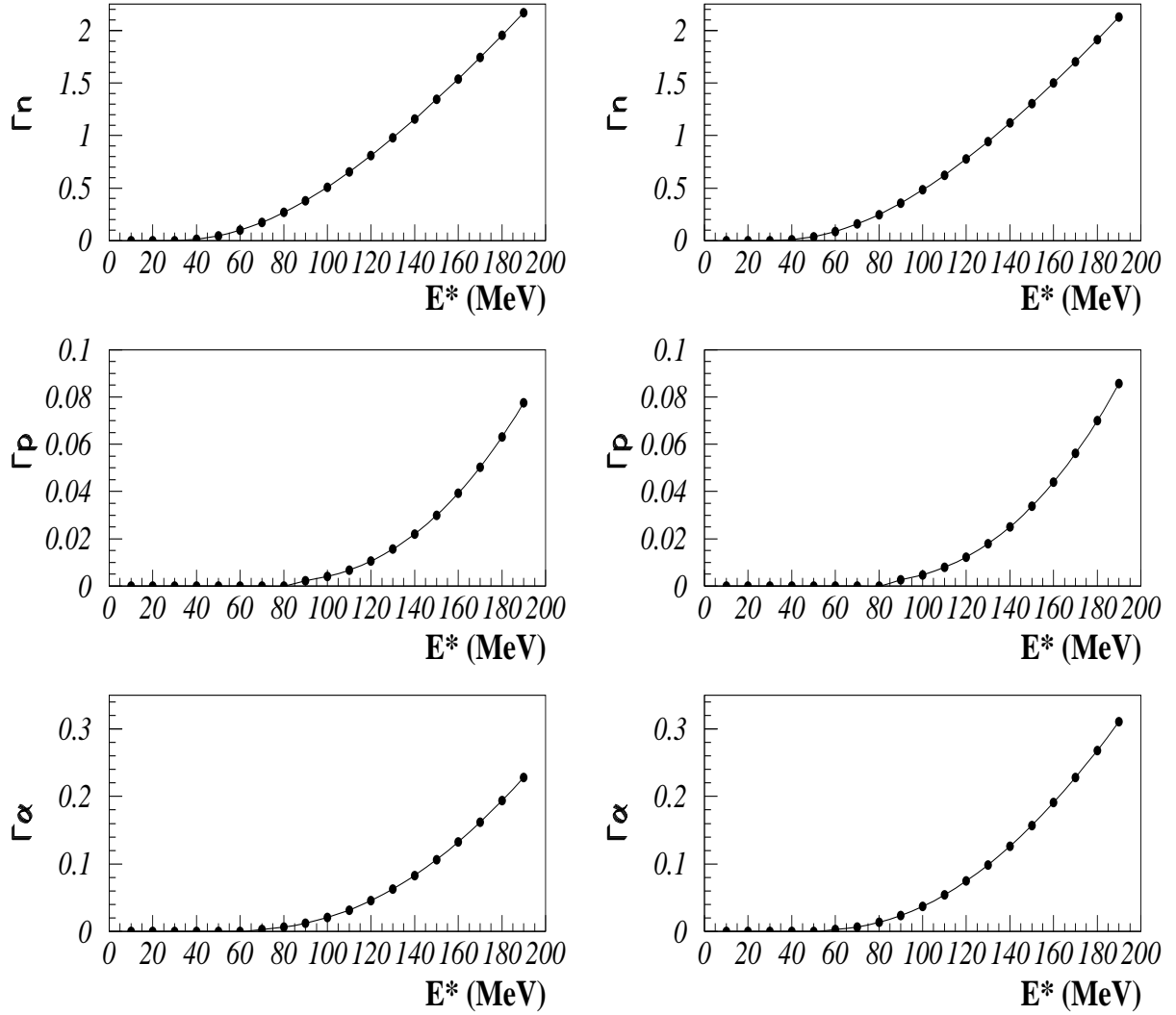
Comme pour un noyau symétrique, ces coefficients de transmission  $\bar{w}_\nu(e, \ell; \chi)$  sont utilisés pour déterminer les taux d'émission  $\Gamma_\nu$  (cf. section 2.3).

### 2.5.3 Influence de l'asymétrie sur le taux d'émission

Dans ce paragraphe, intéressons-nous à la dépendance des taux d'émission  $\Gamma_\nu$  en fonction de plusieurs paramètres et notamment de l'asymétrie droite-gauche du noyau. A titre d'exemple, on considère ici le noyau lourd de  $^{227}\text{Pa}$ .

Sur la figure 2.6, on observe que les taux d'émission augmentent avec l'énergie d'excitation thermique quelque soit la déformation considérée car plus le noyau est excité, plus il a d'énergie à sa disposition pour émettre une particule. L'effet de l'augmentation du moment angulaire (non tracé ici) sur les largeurs d'émission est similaire : un moment angulaire plus grand entraîne une force centrifuge plus élevée favorisant ainsi l'émission (l'influence du moment angulaire est essentiellement important dans le cas des particules  $\alpha$ , plus faible pour les neutrons).

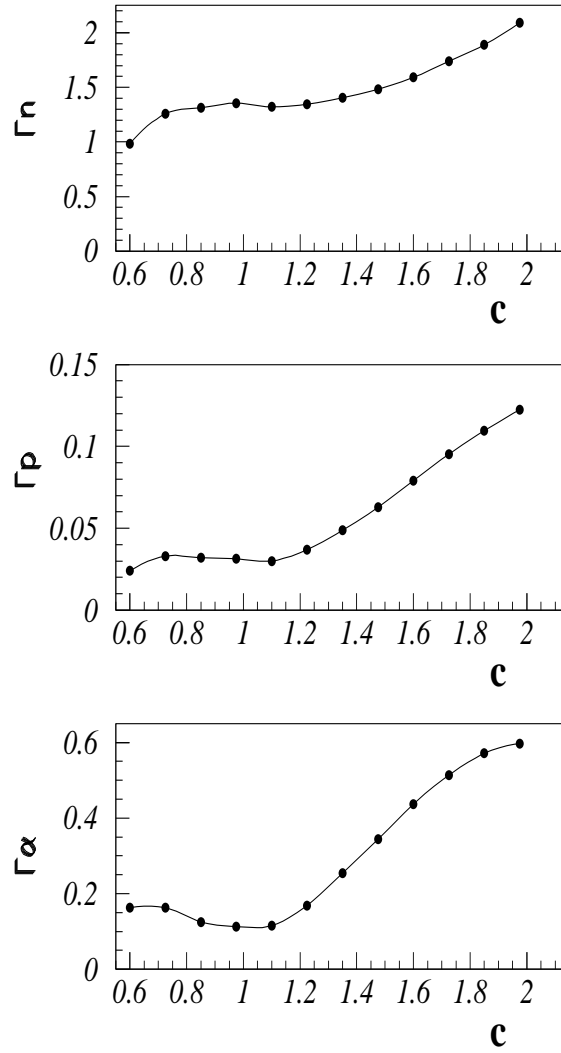




**Figure 2.6 :** Variation des largeurs d'émission  $\Gamma_\nu$  avec l'énergie d'excitation thermique du noyau émetteur pour un noyau sphérique  $(c, \alpha) = (1.0, 0.0)$  (colonne de gauche) et un noyau déformé  $(c, \alpha) = (1.23, 0.25)$  (colonne de droite).

L'évolution des largeurs d'émission neutron, proton et  $\alpha$  en fonction de l'élongation  $c$  du noyau (à asymétrie et énergie constantes) est présentée sur de la figure 2.7. A volume

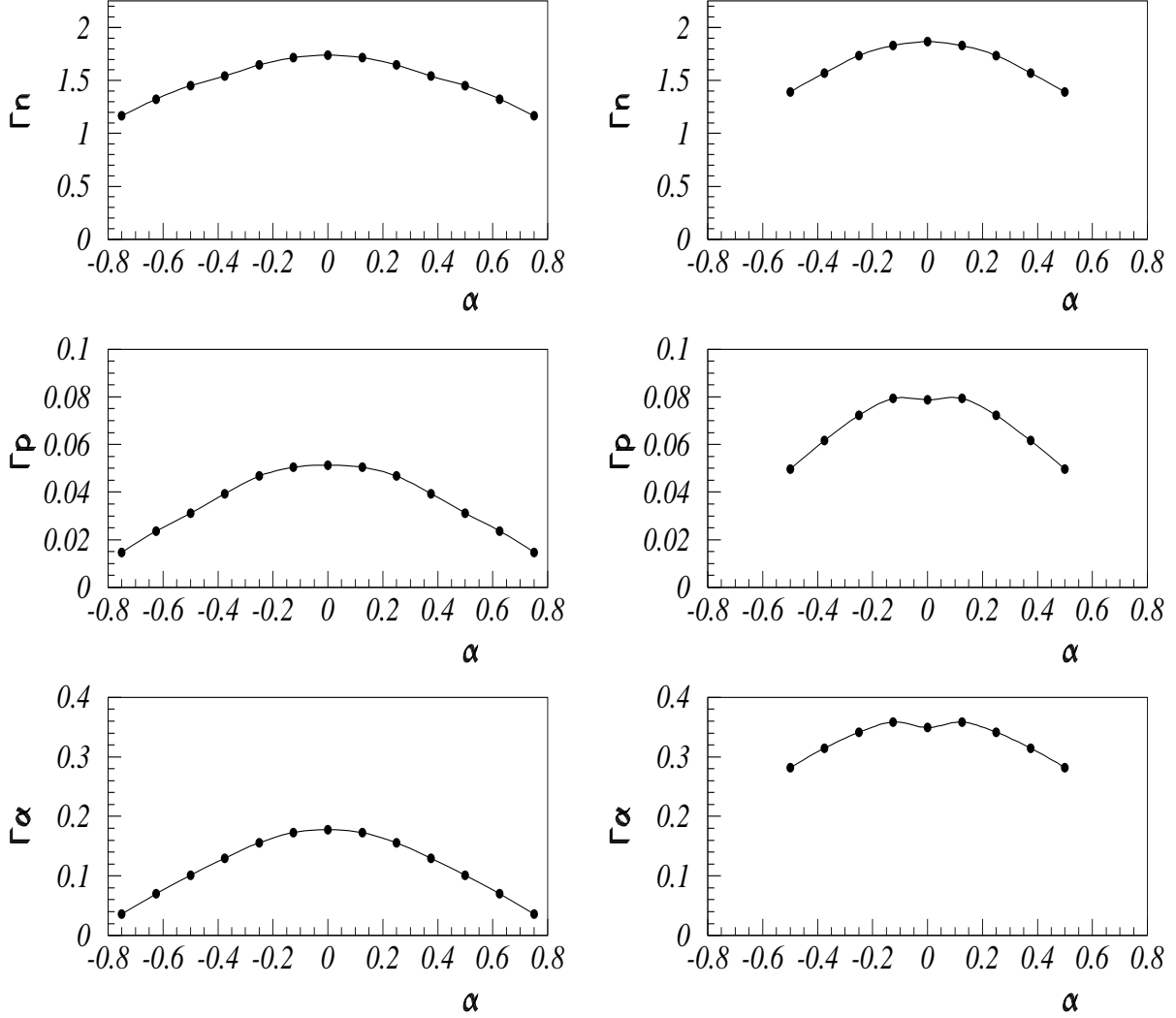
constant, plus le noyau est allongé, plus la surface à travers laquelle la particule peut être émise est importante, plus la largeur d'émission est élevée ; ceci est valable quelque soit l'asymétrie.



**Figure 2.7 :** Variation des largeurs d'émission  $\Gamma_\nu$  avec l'élongation  $c$  du noyau émetteur. On considère ici  $\alpha = 0.125$  et  $E^* = 150$  MeV.

Les résultats tracés sur la figure 2.8 montrent enfin que, quelle que soit l'élongation

nucléaire et quel que soit le type de particule, sur un domaine  $[-0.3; +0.3]$  raisonnable en  $\alpha$ , les largeurs d'émission changent peu avec le paramètre d'asymétrie.



**Figure 2.8** : Variation des largeurs d'émission  $\Gamma_\nu$  avec l'asymétrie  $\alpha$  pour deux valeurs de l'élongation :  $c = 1.1$  (colonne de gauche) et  $c = 1.35$  (colonne de droite). On considère ici  $E^* = 170$  MeV.

Notons que la résolution des équations de Langevin couplées à l'émission de particules se fait, dans le cas bidimensionnel, de la même manière que dans le cas à une dimension développé dans la section 2.4.3 : les équations de Langevin sont discrétisées et des tirages aléatoires gouvernent l'émission de particules. Finalement, la multiplicité moyenne de pré-scission est obtenue après pondération par la section efficace de fusion-fission suivant la prescription exposée dans les sections 2.4.3 et 2.4.4. Les procédures uni- et bi-dimensionnelles étant tout à fait similaires, cet aspect n'est pas redétaillé ici.

## 2.6 Modèle d'évaporation à basse énergie

Dans le chapitre 4, nous verrons que les résultats théoriques de multiplicités de neutrons de pré-scission sont en bon accord avec l'expérience sur une large gamme en masse du noyau composé dans le cas où celui-ci est fortement excité. La théorie d'évaporation qui y est utilisée est celle de Weisskopf (cf. section 2.3).

Une étude à plus basse énergie d'excitation du noyau émetteur met en lumière des taux d'émission prédits par les formules de Weisskopf quasiment nuls, ce qui entraînera des multiplicités théoriques de pré-scission également extrêmement faibles. Pourtant, comme nous le verrons dans les chapitres 8 et 9, l'analyse des données expérimentales relatives à un système à basse énergie correspondant au noyau composé de  $^{227}\text{Pa}$  d'énergie d'excitation totale  $E_{tot}^* = 26$  MeV exhibe une multiplicité de neutrons de pré-scission non nulle. Cette inadéquation entre théorie et expérience est due en grande partie au modèle d'évaporation de particules utilisé. Nous savons en effet que la théorie de Weisskopf, basée sur des considérations purement statistiques, est valable pour décrire l'émission de particules à partir d'un noyau fortement excité, mais rien ne garantit que ce soit encore le cas pour un noyau à faible énergie d'excitation.

Le but du présent travail consiste en une étude de la compétition entre fissions symétrique

et asymétrique. Or, mettre en lumière une composante asymétrique dans une distribution de masse de fragments de fission nécessite de se placer à basse énergie d'excitation où les effets quantiques sont présents. Comme nous le verrons dans le chapitre 3, ce sont en effet ces derniers qui sont à l'origine de la fission asymétrique. Il nous faut donc élaborer un modèle d'évaporation de particules applicable également à des systèmes nucléaires faiblement excités. Récemment, notre groupe a développé [22, 11] un modèle de largeurs d'émission neutron et proton dans le cadre d'une approximation dite de type Thomas-Fermi (TF). L'extension de cette prescription à l'émission de particules composites, telle que la particule  $\alpha$ , est actuellement en cours [17].

A l'aide de cette nouvelle approche TF, nous espérons être capables de mieux décrire l'émission de particules à partir d'un noyau faiblement excité que ne le fait la théorie de Weisskopf. Les premiers résultats [17] montrent en effet que, bien que les deux concepts (Weisskopf et TF) donnent des résultats comparables dans le cas de noyaux faiblement déformés, il n'en est pas de même à plus grande déformation où des différences non négligeables sont observées, notamment pour les particules chargées.

### 2.6.1 Le modèle TF

L'émission de particules avant la scission est gouvernée par les taux d'émission  $\Gamma_{\nu}^{\alpha\beta}(E^*, L)$  qui déterminent le nombre de particules de type  $\nu$  émises par unité de temps avec une énergie  $e_{\alpha}$  et un moment angulaire  $\ell_{\beta}$  à partir du noyau composé d'énergie d'excitation  $E^*$  et de moment angulaire  $L$ .

Dans le cadre de la théorie de Weisskopf [15], les largeurs partielles  $\Gamma_{\nu}^{\alpha\beta}(E^*, L)$  (cf. équation (2.7)) sont calculées en termes de rapports de densités de niveaux (cf. équation (2.8)) des noyaux émetteur et résiduel et en termes du coefficient de transmission  $\bar{w}_{\nu}(e_{\alpha}, \ell_{\beta})$  (cf. équation (2.13)) d'une particule d'énergie  $e_{\alpha}$  et de moment angulaire  $\ell_{\beta}$ . La détermination de  $\bar{w}_{\nu}(e_{\alpha}, \ell_{\beta})$  prend en compte la déformation et la rotation éventuelles du noyau émetteur

(cf. section 2.3).

On se propose maintenant d'étudier l'émission de particules dans le cadre d'un modèle dit de type Thomas-Fermi plus microscopique.

Considérons un noyau émetteur caractérisé par son énergie d'excitation thermique  $E^*$  (relative à une température nucléaire  $T$ ) et par son moment angulaire  $L$ . L'approximation TF décrit le noyau comme un gaz de neutrons et protons libres confinés dans un puits de potentiel nucléaire moyen et qui satisfont au principe statistique de Fermi-Dirac.

Dans le cadre de cette approche TF, nous définissons alors les taux d'émission  $\Gamma_\nu^{\alpha\beta}$  (correspondants à l'équation (2.7) dans le modèle de Weisskopf) par :

$$\Gamma_\nu^{\alpha\beta} = \frac{d^2 n_\nu}{de_\alpha d\ell_\beta} \Delta e \Delta \ell \quad (2.46)$$

où  $e_\alpha$  et  $\ell_\beta$  correspondent à une énergie et un moment angulaire d'émission de la particule compris dans les intervalles  $[e_\alpha - 1/2\Delta e, e_\alpha + 1/2\Delta e]$  et  $[\ell_\beta - 1/2\Delta \ell, \ell_\beta + 1/2\Delta \ell]$  respectivement.

Le nombre de particules de type  $\nu$  émises par unité de temps à travers la surface  $\Sigma$  du noyau est donné par :

$$n_\nu = \int_\Sigma d\sigma \int d^3 p' f_\nu(\vec{r}_0, \vec{p}') v'_\perp(\vec{r}_0) w_\nu(v'_\perp(\vec{r}_0)) \quad (2.47)$$

où  $\vec{p}'$ ,  $\vec{v}'$  sont le moment et la vitesse de la particule dans le référentiel lié au noyau émetteur tournant.  $v'_\perp(\vec{r}_0)$  est alors la composante du vecteur vitesse perpendiculaire à la surface au point  $\vec{r}_0$  de cette surface. Dans la suite, toutes les quantités dotées d'un prime correspondront au référentiel du noyau tournant.

Le terme  $f_\nu(\vec{r}', \vec{p}')$  intervenant dans l'équation (2.47) désigne la fonction de distribution classique de la particule dans l'espace de phase. Si on assimile le noyau à un gaz de fermions confinés dans un puits de potentiel à la température  $T$ , elle s'exprime comme la

fonction de distribution de Wigner suivante :

$$f_\nu(\vec{r}', \vec{p}') = \frac{2}{h^3} \frac{1}{1 + \exp \left[ \frac{1}{T} \left( \frac{p'^2}{2m} + V_\nu(\vec{r}') - \omega \ell' - \mu_\nu \right) \right]} . \quad (2.48)$$

Les quantités apparaissant dans cette fonction de distribution sont telles que :

- $\vec{\omega}$  est la vitesse angulaire de rotation du noyau dans le référentiel du laboratoire,
- $\mu_\nu$  correspond au potentiel chimique de la particule déterminé par la conservation du nombre de particules :

$$\int d^3r' \int d^3p' f_n(\vec{r}', \vec{p}') = N \quad (2.49)$$

$$\int d^3r' \int d^3p' f_p(\vec{r}', \vec{p}') = Z, \quad (2.50)$$

- $\ell'$  est la composante du moment angulaire de la particule suivant l'axe de rotation,
- $V_\nu$  désigne le potentiel ressenti par la particule de type  $\nu$  à l'intérieur du noyau. Nous choisissons de paramétrer ce potentiel (déformé s'il y a lieu) sous la forme suivante :

$$V_\nu(\vec{r}') = V_\nu^{SW}(\vec{r}') + V^{Coul}(\vec{r}')\delta_{\nu p} \quad \nu = \{n, p\} \quad (2.51)$$

où  $V_\nu^{SW}$  désigne un champ moyen de type Saxon Woods de paramétrisation standard [14] et  $V^{Coul}$  le potentiel coulombien ressenti par les protons.

- $w_\nu(v'_\perp(r'_0))$  est le coefficient de transmission pour l'émission d'une particule de type  $\nu$ . Il est déterminé via la probabilité qu'une particule heurtant la surface nucléaire au point  $r'_0$  avec une vitesse  $\vec{v}'$  soit effectivement transmise. Ceci est le cas dans une description classique si l'énergie cinétique de la particule dans la direction perpendiculaire à la surface est supérieure à la profondeur du puits de potentiel à l'intérieur duquel la particule est confinée, c'est-à-dire :

$$\frac{m}{2} v'^2_\perp(r'_0) > U_\nu(r'_0) \quad (2.52)$$

et donc  $w_\nu(v'_\perp(\vec{r}_0))$  s'exprime sous la forme :

$$w_\nu(v'_\perp(\vec{r}_0)) = w_\nu^{cl}(v'_\perp(\vec{r}_0)) = \theta\left(\frac{m}{2} v'^2_\perp(\vec{r}_0) - U_\nu(\vec{r}_0)\right) \quad (2.53)$$

où  $\theta$  est la fonction de Heavyside :

$$\theta(x) = \begin{cases} 1, & \text{pour } x \geq 0 \\ 0, & \text{pour } x < 0 \end{cases} \quad (2.54)$$

Le coefficient de transmission  $w_\nu$  peut également être déterminé en utilisant la prescription WKB de Hill-Wheeler comme nous l'avons fait dans le cadre du modèle de Weisskopf (cf. section 2.3).

Connaissant la fonction de distribution  $f_\nu$  de la particule dans l'espace de phase, ce qui est le cas pour les neutrons et les protons, l'intégrale (2.47) se calcule numériquement sans difficulté et on détermine le taux d'émission (2.46). Actuellement, notre groupe travaille sur une détermination de la fonction de distribution d'une particule  $\alpha$  ; dans cette perspective, nous faisons notamment l'hypothèse que la particule  $\alpha$  est décrite par une fonction de distribution construite à partir de celles de deux paires de neutrons et protons corrélées [17].

### 2.6.2 Comparaison des modèles Weisskopf et TF

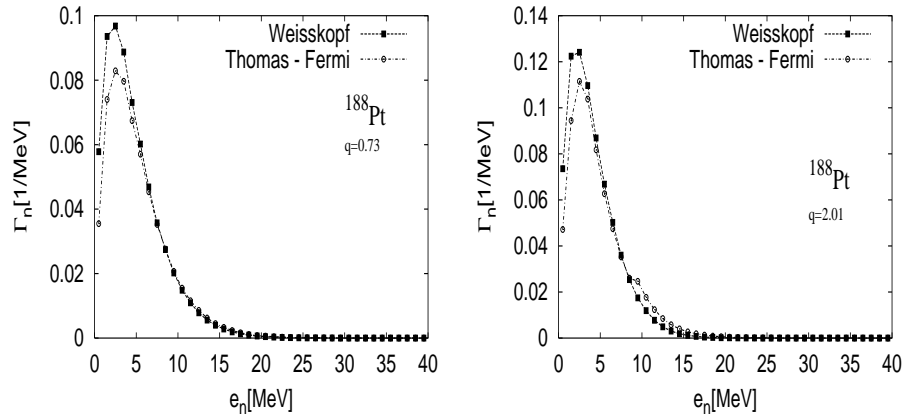
Afin de comparer les prédictions des deux modèles d'évaporation de particules présentés dans ce chapitre, on trace sur la figure 2.9 les taux d'émission neutron Weisskopf et TF en fonction de l'énergie de la particule, et ceci pour deux déformations nucléaires différentes. La même comparaison est donnée sur la figure 2.10 dans le cas des protons. Le noyau composé considéré sur ces figures est le  $^{188}\text{Pt}$  doté d'une énergie d'excitation thermique  $E^* = 100$  MeV et d'un moment angulaire nul. Les calculs ont été menés pour des déformations du noyau caractérisées dans cette étude par la variable d'élongation  $q$  (définie dans la section 2.4.1 pour un système de symétrie droite-gauche) :



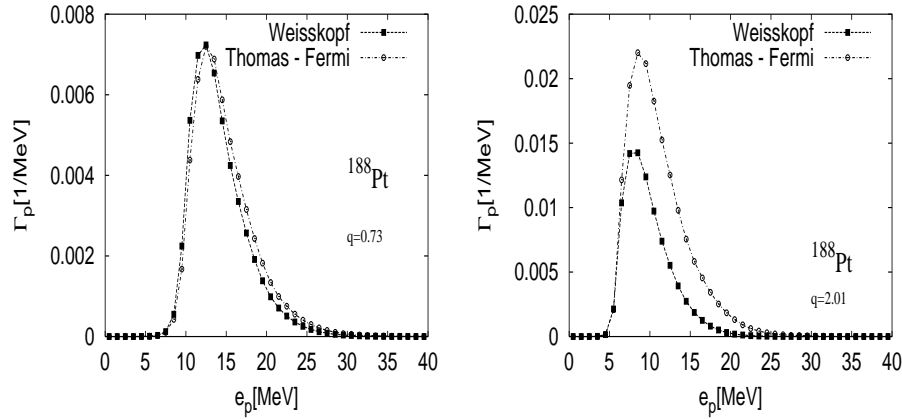
- $q = 0.73$  correspond à un noyau quasi-sphérique,
- $q = 2.01$  correspond à un noyau très allongé proche de la scission.

On observe des comportements similaires des taux d'émission Weisskopf et TF dans le cas d'un noyau sphérique (en particulier pour les protons), les taux relatifs aux neutrons pouvant présenter un écart de l'ordre de 20% suivant l'énergie de la particule émise. A grande déformation les deux théories d'évaporation peuvent donner lieu à des différences importantes suivant le type de la particule (notamment pour les protons ici).

Ces figures ayant été réalisées pour une énergie d'excitation élevée du noyau émetteur, il serait intéressant de comparer les deux modèles à faible énergie d'excitation puisque l'approche TF tient compte de considérations plus microscopiques que la simple version d'évaporation statistique de Weisskopf.



**Figure 2.9 :** Evolution du taux d'émission neutron en fonction de l'énergie de la particule pour deux déformations  $q$  différentes pour le système  $^{188}\text{Pt}$  ( $L = 0\hbar$ ,  $E^* = 100$  MeV). On compare les résultats obtenus pour la théorie de Weisskopf à ceux du modèle TF.



**Figure 2.10 :** Evolution du taux d'émission proton en fonction de l'énergie de la particule pour deux déformations  $q$  différentes pour le système  $^{188}\text{Pt}$  ( $L = 0\hbar$ ,  $E^* = 100$  MeV). On compare les résultats obtenus pour la théorie de Weisskopf à ceux du modèle TF.

Ces premiers résultats comparatifs entre les modèles d'évaporation de Weisskopf et de Thomas-Fermi laissent entrevoir la possibilité d'obtenir des taux d'émission différents de ceux prédits par la théorie de Weisskopf en faisant usage de l'approximation TF. Cette dernière est en effet peut-être plus adaptée à un système à faible énergie d'excitation ne donnant pas lieu à des taux quasi nuls (comme c'est le cas pour l'approche de Weisskopf). Ce point sera rediscuté dans le chapitre 10. Par ailleurs, la présente étude correspond à un moment angulaire nul du noyau émetteur, l'introduction d'une force centrifuge non nulle pourrait également avoir une incidence non négligeable sur les taux d'émission. Les différences observées entre les deux modèles, même à haute énergie d'excitation, dans le cas de l'émission de protons par un noyau largement déformé auront probablement une influence non négligeable sur les multiplicités de protons de pré-scission. Une comparaison avec des données expérimentales relatives aux particules chargées serait donc la bienvenue puisqu'elle permettrait de contraindre davantage notre modèle d'évaporation.



## Chapitre 3

# SURFACES D'ENERGIE POTENTIELLE

Dans le cadre d'une étude théorique de la fission, l'énergie potentielle nucléaire a une grande importance puisqu'elle est fonction notamment de la forme du noyau fissionnant et des effets quantiques qui donnent souvent lieu à la présence de minima locaux dont le rôle peut être plus qu'essentiel dans une description correcte du noyau. Ainsi, en étudiant un paysage d'énergie potentielle dans l'espace de déformation, des conclusions intéressantes peuvent être échauffaudées quant à la stabilité du système nucléaire (déformation de son état fondamental, existence éventuelle d'états isomériques) mais également concernant la hauteur de la barrière de fission et même, dans ce contexte, la masse probable des fragments de fission. Les différentes vallées présentes dans le paysage énergétique sont donc capables de nous fournir des indications sur la symétrie ou l'asymétrie de ces fragments, et ceci avant même les calculs dynamiques. Il en résulte la nécessité d'une détermination précise de l'énergie du système en fonction de la déformation.

### 3.1 Modèle de la goutte liquide (LDM)

Dans le cadre d'une expansion leptodermique (mot grec signifiant "à peau fine") des énergies nucléaire et coulombienne d'une goutte liquide chargée, Bethe et Weizsäcker proposent vers 1935 [4, 5] de décrire l'énergie de liaison d'un noyau par un développement en  $A^{1/3}$  (en effet, si  $R_0$  est le rayon du noyau et  $a$  l'épaisseur de sa surface, alors  $a/R_0 \approx A^{-1/3} \ll 1$  tout au moins dans le cas d'un noyau pas trop léger). Cette formule semi-empirique donnée par :

$$E(Z, N) = b_v A + b_s A^{2/3} + b_{asym} I^2 A + \frac{3}{5} \frac{e^2 Z^2}{r_0^{ch} A^{1/3}} \quad (3.1)$$

comporte quatre termes :

- une énergie de volume,
- une énergie de surface,
- une énergie d'asymétrie entre protons et neutrons en terme du paramètre d'isospin  $I = (N - Z)/A$ ,
- une énergie de Coulomb.

Depuis lors, bon nombre de raffinements de la description originale de Bethe et Weizsäcker, consistant en l'addition de divers termes, furent suggérés.

En 1967, Myers et Świątecki [20] proposent l'expression suivante pour l'énergie de liaison nucléaire :

$$E(Z, N) = b_v (1 - \kappa_v I^2) A + b_s (1 - \kappa_s I^2) A^{2/3} B_s + \frac{3}{5} \frac{e^2 Z^2}{r_0^{ch} A^{1/3}} B_{Coul} - C_4 \frac{Z^2}{A}, \quad (3.2)$$

proposition qui se distingue de celle de Bethe et Weizsäcker par l'addition d'un terme d'asymétrie de surface proportionnel à  $I^2 A^{2/3}$  et d'un terme en  $Z^2/A$  qui est une correction à l'énergie coulombienne due à la diffusivité de la surface nucléaire [57].

Mais plus important est le fait que la prescription de Myers et Świątecki tient compte de la déformation du noyau par l'intermédiaire des fonctions de forme  $B_s$  et  $B_{Coul}$ . Le

système nucléaire étant considéré comme incompressible, le volume du noyau est conservé lorsque ce dernier se déforme et :  $B_v = 1$ . La fonction  $B_s$ , par exemple, s'exprime comme le rapport entre la surface du noyau déformé et celle du noyau sphérique de même volume :

$$B_s = \frac{S(def)}{S(sph)}.$$

Notons qu'avec une telle formule (3.2), Myers et Świątecki négligent les termes de compression et de courbure proportionnels à  $A^{1/3}$  (en fait, une analyse des masses nucléaires montre que les coefficients relatifs aux termes en  $A^{1/3}$  sont proches de zéro [58]).

Un des buts de notre modèle est de traiter des noyaux excités formés par collision d'ions lourds. L'énergie de liaison doit donc présenter une dépendance en température ce qui n'est pas le cas dans la formulation de Myers et Świątecki qui ne vaut que pour les systèmes froids. Nous référant aux calculs de Guet, Strumberger et Brack [21] effectués pour une force effective de type Skyrme SkM\* [59], nous allons tenir compte de la dépendance en température des paramètres de la goutte liquide de Myers et Świątecki.

Soit un noyau excité pour lequel on suppose une répartition statistique de l'énergie d'excitation sur tous les nucléons. Ce noyau est alors considéré comme étant à l'équilibre thermique caractérisé par une température nucléaire  $T$ . Si on fait l'hypothèse d'un ensemble grand-canonique, la quantité à minimiser est le grand potentiel  $\Omega = E - TS - \mu N$ . Etant donné que nous étudions ici la déformation dynamique d'un noyau donné (le nombre de particules  $N$  est constant) le long de sa trajectoire, l'énergie disponible pour ce processus est l'énergie libre de Helmholtz :

$$F(T) = E(T) - TS(T) \tag{3.3}$$

et minimiser  $\Omega$  revient alors ici à minimiser  $F$ .

Dans un modèle de gaz de Fermi, l'énergie interne  $E$  et l'entropie  $S$  dépendent de la

température suivant :

$$E(T) = E(T=0) + aT^2 \quad (3.4)$$

$$S(T) = 2aT \quad (3.5)$$

où  $a$  est le paramètre de densité de niveaux (c'est ce paramètre qui apparaît par exemple dans le modèle de Weisskopf dans l'équation (2.8)).

Il en résulte l'énergie libre qui peut s'écrire sous la forme :

$$F(T) = E(T=0) - aT^2 . \quad (3.6)$$

On attribue aux paramètres de la goutte liquide de Myers et Świątecki une dépendance quadratique en température (cf. équations (3.3)-(3.6)) à partir des résultats de Guet, Strumberger et Brack, comme mentionné précédemment, et telle que :

$$b_i(T) = b_i(T=0) (1 + x_i T^2) \quad (3.7)$$

où les coefficients  $b_i(T=0)$  sont relatifs aux paramètres de Myers et Świątecki.

Par ailleurs, le paramètre de densité de niveaux  $a$  dépend de la déformation du noyau et peut s'exprimer par :

$$a(Z, N, def) = a_v (1 + k_v I^2) A + a_s (1 + k_s I^2) A^{2/3} B_s + a_{Coul} \frac{Z^2}{A^{1/3}} B_{Coul}. \quad (3.8)$$

Il découle alors des équations (3.6) à (3.8) que :

$$a_i = b_i(T=0) x_i. \quad (3.9)$$

Les valeurs des différents coefficients définissant les relations (3.2) et (3.8) sont répertoriées dans les tableaux 3.1 et 3.2.

$b_v(\text{MeV})$	$b_s(\text{MeV})$	$r_0^{ch}(\text{fm})$	$\kappa_v$	$\kappa_s$	$C_4(\text{MeV})$
-15.867	18.56	1.205	1.79	1.79	1.211

**Tableau 3.1** : Coefficients déterminant l'énergie de liaison (3.2) dans le cadre de la paramétrisation de Myers et Świątecki.

$10^3 a_v(\text{MeV}^{-1})$	$10^3 a_s(\text{MeV}^{-1})$	$10^3 a_{coul}(\text{MeV}^{-1})$	$k_v$	$k_s$
53.3	105.31	0.458	0.5261	2.7192

**Tableau 3.2** : Coefficients déterminant le paramètre de densité de niveaux  $a$  (3.8) à partir des calculs de Guet, Strumberger et Brack.

Dans le cas d'un noyau en rotation, il s'agit encore d'ajouter à l'expression (3.3) précédente l'énergie de rotation que nous définissons comme :

$$E_{rot} = L^2/2\mathcal{J} \quad (3.10)$$

où  $\mathcal{J}$  est le moment d'inertie d'un corps rigide déformé.

Il en résulte finalement pour l'énergie libre :

$$F(N, Z, déf, L, T) = E(N, Z, déf, T=0) - a(N, Z, déf)T^2 + E_{rot}(N, Z, déf, L) \quad (3.11)$$

Le modèle de la goutte liquide permet une bonne description des énergies nucléaires moyennes. Néanmoins, les masses qu'il prédit peuvent présenter des déviations par rapport aux valeurs expérimentales, déviations que l'on attribue aux propriétés quantiques qui vont au-delà de l'image de type goutte liquide adoptée jusqu'ici et qui se manifestent par



une structure en couches des noyaux (similaire à celle trouvée pour les atomes). Une idée de l'ordre de grandeur de ces corrections est donnée dans le tableau 3.3 pour quelques noyaux doublement magiques (la méthode employée pour déterminer ces corrections est expliquée dans la section 3.2).

noyaux	$E^{LD}$ (MeV)	$\delta E^{(n)}$ (MeV)	$\delta E^{(p)}$ (MeV)	$\delta E^{(n+p)}$ (MeV)
$^{16}\text{O}$	-119.4	-10.5	-11.4	-21.9
$^{40}\text{Ca}$	-337.9	-4.1	-7.4	-11.5
$^{132}\text{Sn}$	-1090.8	-10.4	-6.3	-16.7
$^{208}\text{Pb}$	-1623.8	-12.7	-6.4	-19.1

**Tableau 3.3 :** Contributions énergétiques macro- et micro-scopiques de quelques noyaux.

En raison de sa simplicité (comparée à la mise en place d'un calcul entièrement microscopique), le modèle de la goutte liquide est très couramment utilisé pour avoir une première estimation ou lorsque les corrections microscopiques sont supposées négligeables comme c'est le cas pour des noyaux fortement excités. A plus basse énergie cependant, les effets quantiques, même s'ils sont faibles devant la partie goutte liquide comme on peut le constater dans le tableau 3.3, doivent être pris en compte car ce sont eux qui sont responsables de bon nombre de caractéristiques du noyau, telle la déformation de son état fondamental par exemple.

## 3.2 Effets de couche et d'appariement

### 3.2.1 Définition et origine des effets microscopiques

Le calcul des corrections quantiques est basé sur l'idée selon laquelle les interactions entre nucléons créent un potentiel moyen qui, en première approximation, est considéré

être le même pour tous les nucléons. Ces derniers sont supposés se déplacer indépendamment les uns des autres dans ce champ moyen ; leurs énergies et fonctions d'onde sont alors déterminées par la résolution du problème à un corps correspondant. Néanmoins, en physique nucléaire (comme en physique atomique d'ailleurs), les spectres expérimentaux ne peuvent être expliqués si on ne tient pas compte d'une interaction entre le moment angulaire orbital et le spin. Un modèle de champ moyen avec couplage spin-orbite est par contre capable de décrire correctement la structure en couches des noyaux, et notamment les nombres magiques ( $N, Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$ ) qui caractérisent les noyaux présentant une énergie de liaison "anormalement" élevée. Enfin, pour décrire correctement les noyaux entre ces nombres magiques, il s'est avéré nécessaire d'inclure dans la description une interaction résiduelle entre nucléons et qui va au-delà de l'approche de champ moyen : c'est l'interaction d'appariement. Cette dernière est due à l'existence d'une force attractive liant plus étroitement des paires de nucléons d'une même espèce.

Ainsi, il existe deux types d'effets microscopiques : ceux dus à la structure en couches du noyau et ceux liés aux corrélations d'appariement. Les effets de couche et ceux relatifs au phénomène d'appariement peuvent être calculés séparément : pour les premiers nous utiliserons la méthode de Strutinsky [23], pour les seconds le modèle de Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) [24].

### 3.2.2 Corrections de couche et postulat de Strutinsky

Les effets de couche peuvent être définis comme une non-uniformité dans la distribution énergétique des états à une particule, c'est-à-dire une densité de niveaux non-uniforme. Des calculs microscopiques de type Hartree-Fock (HF) peuvent alors être utilisés afin de déterminer l'énergie totale du système via la résolution de l'équation aux valeurs propres faisant intervenir l'hamiltonien total du système nucléonique. Néanmoins, ce traitement reste long, le temps de calcul (pour évaluer une surface d'énergie dans un espace multidimensionnel notamment) est plus que conséquent, ce qui a incité Strutinsky à développer

la méthode présentée ci-après.

### Idées générales du modèle de Strutinsky

Le modèle de la goutte liquide suppose une distribution uniforme des nucléons dans l'espace de phase et par conséquent ne prend pas en compte la quantification des niveaux énergétiques qui est à l'origine des effets de couche. Etant donné le succès rencontré par ce modèle pour décrire de manière satisfaisante le comportement **moyen** des masses nucléaires, ces effets quantiques peuvent être considérés comme une petite déviation à une distribution uniforme (cf. tableau 3.3) et l'on peut tenter de déterminer les corrections de façon perturbative.

Soit un noyau caractérisé par son spectre d'états à une particule d'énergie  $\varepsilon_i$ . La densité  $\rho(\vec{r})$  peut s'exprimer comme la somme des densités partielles individuelles  $\rho_i(X_i)$  où  $X_i$  correspond aux coordonnées spatiales  $\vec{r}$ , de spin  $\vec{s}_i$  et d'isospin  $\vec{t}_i$  du nucléon dans l'état  $i$  :  $X_i \equiv (\vec{r}, \vec{s}_i, \vec{t}_i)$  ; alors :

$$\rho(\vec{r}) = \sum_i \rho_i(X_i) = \sum_i \varphi_i^*(X_i) \varphi_i(X_i) \quad (3.12)$$

où  $\varphi_i(X_i)$  est la fonction d'onde de l'état à une particule  $i$ .

Soient  $\tau_i(X_i) = \sum_i \varphi_i^*(X_i) (-\hbar^2/2m) \nabla^2 \varphi_i(X_i)$  la densité d'énergie cinétique de la particule dans l'état  $i$  et  $v_{ij}(X_i, X_j)$  la fonction décrivant l'énergie d'interaction entre les particules dans les états  $i$  et  $j$  (cette interaction dépend des positions spatiales  $\vec{r}$  des particules mais peut également être fonction de leur spin et isospin), l'énergie totale du système s'écrit alors :

$$E = \sum_{i=1}^A \int \tau_i(X_i) dX_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^A \int \int \rho_i(X_i) v_{ij}(X_i, X_j) \rho_j(X_j) dX_i dX_j \quad (3.13)$$

Notons que dans cette expression on ne tient compte que de la partie directe (partie “Hartree”) de l’énergie d’interaction entre deux particules ; on néglige la partie échange (partie “Fock”) car celle-ci est, dans la majorité des cas (réalistes), faible devant la partie directe.

En définissant le potentiel  $U_i(X_i)$  par :

$$U_i(X_i) = \sum_{j \neq i} \int v_{ij}(X_i, X_j) \rho_j(X_j) dX_j \quad (3.14)$$

on peut exprimer l’énergie totale comme :

$$E = \sum_{i=1}^A \int \left[ \tau_i(X_i) + \frac{1}{2} U_i(X_i) \rho_i(X_i) \right] dX_i . \quad (3.15)$$

Les effets de couche provenant d’une non-uniformité dans la distribution énergétique des états individuels à une particule, l’idée de Strutinsky a alors été de décomposer la densité en une partie moyenne  $\bar{\rho}_i$  et une correction  $\delta\rho_i$  :

$$\rho_i(X_i) = \bar{\rho}_i(X_i) + \delta\rho_i(X_i) \quad (3.16)$$

Introduisant l’expression (3.16) précédente de  $\rho_i(X_i)$  dans la formule (3.15) de l’énergie totale, il vient que :

$$\begin{aligned} E = \tilde{E} &+ \sum_{i=1}^A \int \tilde{U}_i(X_i) [\rho_i(X_i) - \bar{\rho}_i(X_i)] dX_i \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^A \int \int [\delta\rho_i(X_i) v_{ij}(X_i, X_j) \delta\rho_j(X_j)] dX_i dX_j \end{aligned} \quad (3.17)$$

où nous avons posé l’énergie moyenne  $\tilde{E}$  :

$$\tilde{E} = \sum_{i=1}^A \int \tau_i(X_i) dX_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^A \int \int \bar{\rho}_i(X_i) v_{ij}(X_i, X_j) \bar{\rho}_j(X_j) dX_i dX_j \quad (3.18)$$

et le potentiel moyen :

$$\tilde{U}_i(X_i) = \sum_{j=1}^A \int v_{ij}(X_i, X_j) \bar{\rho}_j(X_j) dX_j . \quad (3.19)$$

Le dernier terme du membre de droite de la relation (3.17) peut être négligé (il est proportionnel à  $\delta\rho^2$ ) et il vient que :

$$E = \tilde{E} + \sum_{i=1}^A \int \tilde{U}_i(X_i) [\rho_i(X_i) - \bar{\rho}_i(X_i)] dX_i \equiv \tilde{E} + \delta E_{shell} . \quad (3.20)$$

On aboutit donc finalement à une décomposition de l'énergie totale en une contribution moyenne à laquelle s'ajoute une correction due aux effets de non-uniformité.

### Postulat de Strutinsky

Se basant sur les considérations précédentes, Strutinsky propose en 1966 [23] une méthode générale permettant de calculer les corrections de couche d'un noyau. Il décompose l'énergie totale  $E$  en une somme de deux termes, une partie moyenne  $\tilde{E}$  de type goutte liquide et une correction de couche  $\delta E_{shell}$  telle que :

$$E = \tilde{E} + \delta E_{shell} . \quad (3.21)$$

Cette correction peut s'exprimer comme une différence entre la somme sur tous les états occupés des énergies à une particule de la distribution en couches quantiques et celle sur une distribution uniforme :

$$\delta E_{shell} = \sum_k n_k \varepsilon_k - \int_{\infty}^{\bar{\lambda}} \varepsilon \tilde{g}(\varepsilon) d\varepsilon \quad (3.22)$$

avec :

- $n_k$  nombre d'occupation de l'état à une particule  $|k\rangle$  d'énergie  $\varepsilon_k$ ,
- $\tilde{g}(\varepsilon)$  densité de niveaux moyenne des états à une particule.

### Calcul pratique des corrections de couche

Considérons un noyau caractérisé par son spectre d'états à une particule d'énergie  $\varepsilon_k$ . La densité de niveaux à une particule peut s'écrire comme une somme de distributions  $\delta$  selon :

$$g(\varepsilon) = \sum_k \delta(\varepsilon - \varepsilon_k) \quad (3.23)$$

Cette densité de niveaux  $g(\varepsilon)$  varie rapidement avec l'énergie de la particule individuelle, mais contient une partie "lisse"  $g_0(\varepsilon)$  qui décrit le comportement moyen de la distribution de niveaux et dépend du potentiel à un corps dont les états stationnaires d'énergie  $\varepsilon_k$  sont les états propres. Ainsi, nous pouvons écrire :

$$g(\varepsilon) = g_0(\varepsilon) + \delta g(\varepsilon) \quad (3.24)$$

La partie  $\delta g(\varepsilon)$  oscille violemment. Le but de la méthode de Strutinsky [23, 25] est alors d'extraire une quantité uniforme  $\tilde{g}(\varepsilon)$  qui approxime au mieux  $g_0(\varepsilon)$  en opérant un lissage du spectre  $\varepsilon_k$ . Pour ce faire, on convole la densité de niveaux réelle  $g(\varepsilon)$  par une fonction  $f(\varepsilon)$  qui extrait le comportement moyen  $\tilde{g}(\varepsilon)$  tout en "filtrant" les variations très rapides  $\delta g(\varepsilon)$  correspondant aux effets quantiques :

$$\tilde{g}(\varepsilon) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\varepsilon') f(\varepsilon - \varepsilon') d\varepsilon' \quad (3.25)$$

Plusieurs formes pour la fonction  $f(\varepsilon - \varepsilon')$  sont envisageables. Une distribution gaussienne peut s'avérer particulièrement adaptée à ce type de contraintes. Par ailleurs, si on ne cherche pas uniquement à reproduire une fonction lisse  $g_0(\varepsilon)$  mais également ses 2M premières dérivées, une fonction de convolution pertinente est donnée par l'expression suivante :

$$f(\varepsilon - \varepsilon') = \frac{1}{\sqrt{\pi}\gamma} \left[ \sum_{\mu=0}^M a_{2\mu} \gamma^{2\mu} \frac{d^{2\mu}}{d\varepsilon^{2\mu}} e^{-((\varepsilon - \varepsilon')/\gamma)^2} \right] \quad (3.26)$$

où :

$$a_{2\mu} = \frac{(-1)^\mu}{2^{2\mu}\mu!}$$

Finalement, utilisant les équations (3.23) à (3.26), on obtient la densité de niveaux moyenne :

$$\tilde{g}(\varepsilon) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\gamma} \sum_k \left[ \sum_{\mu=0}^M a_{2\mu} \gamma^{2\mu} \frac{d^{2\mu}}{d\varepsilon^{2\mu}} e^{-((\varepsilon-\varepsilon_k)/\gamma)^2} \right] \quad (3.27)$$

On choisit  $\hbar\omega \leq \gamma \leq 2\hbar\omega$  où  $\hbar\omega \approx 6 - 10$  MeV (espacement moyen entre deux couches) de telle manière à ce que les corrections de couche ainsi calculées ne dépendent pas de ce paramètre  $\gamma$  dans un certain voisinage autour de la valeur  $\gamma$  choisie (puisque ce paramètre  $\gamma$  n'a aucune signification physique) : c'est ce qu'on appelle la *condition de stationnarité* ou de *plateau*. Dans tous les calculs de corrections de couche que nous avons effectués, il a toujours été vérifié que cette condition de plateau était bien satisfaite en tout point de l'espace de déformation.

Pour des raisons pratiques, nous utilisons dans nos calculs le fait [26] que la définition ci-dessus de  $\tilde{g}(\varepsilon)$  est équivalente à prendre les  $M$  premiers termes d'un développement de la somme des fonctions  $\delta$  (3.23) en termes de polynômes de Hermite. On peut alors montrer que :

$$\tilde{g}(\varepsilon) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\gamma} \sum_k \left[ e^{-((\varepsilon-\varepsilon_k)/\gamma)^2} f((\varepsilon-\varepsilon_k)/\gamma) \right] \quad (3.28)$$

avec :

$$f(x) = \sum_k C_k H_k(x).$$

Les valeurs  $C_k = H_k(0)/2^k k!$  correspondent aux coefficients de l'expansion en termes de polynômes de Hermite  $H_k$ . Utilisant les expressions de  $H_k$  et  $C_k$ , il vient que :

$$f(x) = 1 + (1/2 - x^2) + (3/2 - 3/2x^2 + 1/4x^4) + (5/16 - 15/8x^2 + 5/4x^4 - 1/6x^6) + \dots$$

L'application des formules présentées ci-dessus permet un calcul aisé des corrections de couche à partir du spectre des états à une particule  $\varepsilon_k$  obtenu pour un potentiel moyen donné et dont nous allons discuter maintenant.

### Potentiel moyen de type Saxon Woods

Le potentiel moyen que nous choisissons d'adopter dans le calcul des corrections de couche doit être le plus réaliste possible, c'est-à-dire le plus proche possible du potentiel moyen obtenu, par exemple, par une approche de type Hartree-Fock. Dans cette perspective, nous optons pour un potentiel dont la partie centrale  $V_{cent}$  correspond à un champ de type Saxon Woods déformé auquel on ajoute un potentiel spin-orbite  $V_{so}$  et, dans le cas des protons, le potentiel coulombien  $V_{coul}$  :

$$V_{tot}^{(q)}(\vec{r}, \vec{p}, \vec{s}; \beta) = V_{cent}^{(q)}(\vec{r}; \beta) + V_{so}^{(q)}(\vec{r}, \vec{p}, \vec{s}; \beta) + V_{coul}(\vec{r}; \beta) \delta_{qp} \quad , \quad q = \{n, p\} \quad (3.29)$$

où  $\beta$  fait référence à la déformation du noyau.

Le potentiel central est défini par :

$$V_{cent}^{(q)}(\vec{r}; \beta) = \frac{V_0[1 \pm \kappa I]}{[1 + \exp(\ell(\vec{r}; \beta)/a)]} \quad , \quad I = \frac{N - Z}{A} \quad (3.30)$$

ce qui s'écrit dans le cas particulier d'un noyau sphérique comme :

$$V_{cent}^{(q)}(r; \beta) = \frac{V_0(N, Z)}{[1 + \exp(r - R_0)/a)]} \quad .$$

La fonction  $\ell(\vec{r}; \beta)$  de la relation (3.30) désigne la distance entre le point  $\vec{r}$  considéré et la surface nucléaire. Pour un noyau sphérique on a bien :  $\ell(\vec{r}; \beta=0) = r - R_0$  où  $R_0$  est le rayon du noyau sphérique correspondant.



Le potentiel spin-orbite est donné par :

$$V_{so}^{(q)}(\vec{r}, \vec{p}, \vec{s}; \beta) = -\lambda(\vec{\nabla} V_{cent} \times \vec{p}) \cdot \vec{s} \quad (3.31)$$

Paramètres	Pauli	Chepurnov	Universelle
$V_0$ (MeV)	55.0	53.3	49.6
$\kappa$	0.91	0.63	0.86
$a$ (fm)	0.66	0.63	0.70
$r_n$ (fm)	1.16	1.24	1.347
$\lambda_n$	12.0	$23.8(1 + 2I)$	35.0
$r_n^{so}$ (fm)	1.16	1.24	1.31
$r_p$ (fm)	1.16	1.24	1.275
$\lambda_p$	12.0	$23.8(1 + 2I)$	36.0
$r_p^{so}$ (fm)	1.16	1.24	1.32

**Tableau 3.4** : Coefficients intervenant dans les différentes paramétrisations du potentiel nucléaire considérées ici.

Plusieurs paramétrisations du potentiel central ont été proposées dans la littérature. Leurs différences s'expliquent par le fait, qu'en général, elles n'ont pas été développées dans la même perspective. Alors que la paramétrisation dite "universelle" [28] reproduit bien les spectres à une particule, parce que calculée dans ce but, elle estime mal les rayons nucléaires; la paramétrisation de Chepurnov [27] par contre reproduit bien les différences de masses expérimentales ainsi que les rayons nucléaires.

A l'aide du tableau 3.4, on présente les valeurs des différents coefficients intervenant dans l'expression du potentiel pour trois paramétrisations différentes. Dans le présent travail,

nous utiliserons (sauf indication contraire) celle proposée par Pauli [14]. Néanmoins, nous ferons également usage des deux autres jeux de coefficients afin d'étudier quelle est l'influence que le potentiel moyen choisi dans la détermination des effets de couche peut avoir sur les calculs dynamiques de fission.

### 3.2.3 Corrélations d'appariement

A la correction de couche doit être ajoutée une correction liée aux interactions d'appariement. En effet, dans l'énergie de liaison des noyaux un effet pair-impair est observé : ainsi un noyau pair-pair ( $N$  pair -  $Z$  pair) est toujours plus lié que ses voisins pair-impair. Ceci est du à l'existence d'une force attractive qui lie plus étroitement deux nucléons d'une même espèce. Pour tenir compte de cette interaction, on ajoute aux corrections de couche précédentes un terme supplémentaire :

$$\delta P = \delta P^{(n)} + \delta P^{(p)} \quad (3.32)$$

qui se définit pour chaque type de particule par :

$$\delta P^{(q)} = P^{(q)} - \tilde{P}^{(q)} \quad , \quad q = \{n, p\} \quad (3.33)$$

où  $P$  est l'énergie d'appariement obtenue dans une approche BCS ou Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) et  $\tilde{P}$  désigne l'énergie moyenne d'appariement [26] donnée par la densité de niveaux moyenne  $\tilde{g}$  déterminée par la relation (3.28) dérivée dans la section précédente et par le gap moyen [32] :

$$\tilde{\Delta} = \frac{12\text{MeV}}{\sqrt{A}} \quad (3.34)$$

et

$$\tilde{P} = -\frac{1}{2}\tilde{g}\tilde{\Delta}^2 \quad (3.35)$$

Dans notre étude, nous avons choisi de déterminer l'énergie liée aux corrélations d'appariement dans le cadre du modèle de BCS [24] :

$$P = \sum_{k \geq 0} 2\varepsilon_k [v_k^2 - n_k] - \frac{\Delta^2}{G} - G \sum_{k \geq 0} (v_k^4 - n_k^2) \quad (3.36)$$

où  $G$  est la force d'appariement et  $\Delta$  le paramètre de gap,  $v_k^2$  correspond à la probabilité d'occupation de l'état d'énergie  $\varepsilon_k$  dans le calcul BCS et  $n_k$  au taux d'occupation dans un calcul sans appariement (il s'agit alors d'une fonction de Heavyside :  $n_k = 1$  (état occupé) pour  $\varepsilon_k \leq \lambda$  et  $n_k = 0$  (état inoccupé) pour  $\varepsilon_k > \lambda$  où  $\lambda$  est l'énergie de Fermi).

Dans la théorie BCS les équations à résoudre afin de déterminer l'énergie de Fermi  $\lambda$  et le paramètre de gap  $\Delta$  sont les suivantes :

$$\Delta = G \sum_{k \geq 0} u_k v_k = \frac{G}{2} \sum_{k \geq 0} \frac{\Delta}{\sqrt{(\tilde{\varepsilon}_k - \lambda)^2 + \Delta^2}} \quad (3.37)$$

$$N = 2 \sum_{k \geq 0} v_k^2 = \sum_{k \geq 0} \left[ 1 - \frac{\tilde{\varepsilon}_k - \lambda}{\sqrt{(\tilde{\varepsilon}_k - \lambda)^2 + \Delta^2}} \right] \quad (3.38)$$

avec :

$$\tilde{\varepsilon}_k = \varepsilon_k - Gv_k^2 \quad \text{et} \quad u_k^2 = 1 - v_k^2$$

Notons que ces équations sont à résoudre séparément pour les protons et les neutrons.

Différentes prescriptions ont été développées dans le cadre du modèle BCS; nous ferons usage de deux d'entre elles dans ce travail :

- la force de Séniorité dans le cadre de laquelle on choisit une force d'appariement  $G$  constante,

- la méthode du gap moyen (“Uniform Gap Method”) : la valeur expérimentale du gap moyen  $\tilde{\Delta}$  détermine la force d'appariement  $G$  qui est alors introduite dans la résolution des équations BCS pour obtenir la vraie valeur du gap  $\Delta$ .

### Force de Séniorité

Dans cette approche, on fait l'approximation que les éléments de matrice de la force d'appariement  $G \equiv G_{lk} = \langle \bar{l}\bar{l} | v | k\bar{k} \rangle$  sont constants. La valeur de  $G$  est définie dans le présent travail par [26, 29] :

$$G = \frac{19.2 + 7.4 I}{A} \text{ MeV} . \quad (3.39)$$

Pour résoudre les équations BCS un nombre  $2\sqrt{15Z}$  (protons) ou  $2\sqrt{15N}$  (neutrons) d'états à une particule proches du niveau de Fermi sont pris en compte. En effet, pour des raisons de convergence des équations BCS, un cut-off en énergie, ou en nombre d'états considérés, doit être imposé. Les équations BCS (3.37) et (3.38) fournissent la valeur du gap  $\Delta$ .

### Uniform Gap Method

Dans cette approche, c'est le gap moyen  $\tilde{\Delta}$  qui est constant [30, 31, 32]. Dans la théorie BCS, l'équation du gap peut s'écrire (cf. relation (3.37)) :

$$\frac{2}{G} = \sum_{k \geq 0} \frac{1}{\sqrt{(\tilde{\varepsilon}_k - \lambda)^2 + \Delta^2}} \quad (3.40)$$

En passant à la limite continue, on obtient :

$$\frac{2}{G} = \int_{\tilde{\lambda}-\Omega}^{\tilde{\lambda}+\Omega} \frac{\tilde{g}(\varepsilon) d\varepsilon}{\sqrt{(\varepsilon - \tilde{\lambda})^2 + \Delta^2}} \approx 2\tilde{g}(\tilde{\lambda}) \ln \left( \frac{2\Omega}{\tilde{\Delta}} \right) . \quad (3.41)$$

$\Omega$  est le cut-off en énergie imposé pour la résolution des équations BCS et  $\tilde{g}$  a été déterminée à l'aide de la relation (3.28) dans laquelle on a choisi  $\gamma$  de manière à satisfaire la condition de plateau.

De la relation (3.41) découle la valeur de la force d'appariement  $G$  étant donnée la densité de niveaux moyenne  $\tilde{g}(\tilde{\lambda})$  à la surface de Fermi  $\tilde{\lambda}$  définie pour un nombre  $N$  de particules par :

$$N = \int_{-\infty}^{\tilde{\lambda}} \tilde{g}(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (3.42)$$

Pour un noyau sphérique, les deux méthodes (force de séniorité et uniform gap method) sont quasi-équivalentes. Par contre, dans le cas d'un noyau déformé, la densité d'états  $\tilde{g}$  est fonction de la déformation ; par conséquent, suivant la méthode utilisée, c'est la force d'appariement ou le gap moyen qui change avec la déformation. Il est difficile a priori de savoir quelle prescription est la plus adaptée, nous comparerons donc les résultats dynamiques obtenus dans les deux cas.

### 3.2.4 Correction microscopique totale

Finalement, la correction totale due aux effets microscopiques est définie comme la somme :

$$\delta E_{micro} = \delta E_{shell} + \delta P \quad (3.43)$$

calculée séparément pour les neutrons et les protons.

Il en résulte l'énergie totale du noyau :

$$\begin{aligned} E(N, Z; \beta) = & E^{LD}(N, Z; \beta) \\ & + \delta E_{shell}^{(n)}(N, Z; \beta) + \delta E_{shell}^{(p)}(N, Z; \beta) \\ & + \delta P^{(n)}(N, Z; \beta) + \delta P^{(p)}(N, Z; \beta) \end{aligned} \quad (3.44)$$

où  $E^{LD}(N, Z; \beta)$  est l'énergie macroscopique (3.11) dans le cadre du modèle de la goutte liquide pour une déformation  $\beta$  donnée du noyau.

### 3.2.5 Corrections de couche à grande déformation

Dans notre modèle, nous choisissons de développer les fonctions d'onde du champ moyen dans une base formée par les fonctions d'onde d'un oscillateur harmonique déformé que l'on pourrait qualifier de *base à un centre*. Proche du point de scission, le noyau fissionnant peut exhiber un col étroit (étranglement important), ou du moins déjà présenter certaines caractéristiques de la structure des fragments naissants. Dans un tel contexte, il semble difficile de déterminer l'énergie de correction de couche par un modèle faisant usage d'une base à un seul centre (sauf si on prend en compte un nombre démesuré d'états à une particule ce qui est impossible en pratique). Un calcul de Strutinsky ayant recours à une base plus élaborée, par exemple à deux centres, dans le cas des déformations extrêmes semblerait plus adapté. Néanmoins, une telle approche complique substantiellement la description, d'autant plus qu'elle nécessiterait qu'on définisse également une transition entre les calculs traitant avec une base à un centre et ceux relatifs à une base à deux centres. Si l'on souhaite conserver la base à un centre, on pourrait trouver "naturel" et donc envisager d'imposer que la correction quantique pour les formes très allongées tende vers la somme des corrections calculées pour les fragments de fission pris séparément.

Afin de mettre en évidence la possible inadéquation du modèle de Strutinsky avec un calcul à un centre à très grande déformation et d'en évaluer l'influence sur les résultats, nous allons utiliser différentes prescriptions pour les corrections de couche à grande déformation :

- utilisation du postulat de Strutinsky tout le long du chemin de fission, c'est-à-dire de l'état fondamental initial jusqu'au point de scission ("scission géométrique") ;
- utilisation du postulat de Strutinsky jusqu'à une valeur limite de l'élongation nucléaire ( $c = 1.8$  dans notre étude) et prise en compte de corrections de couche constantes entre cette valeur limite et le point de scission (on "gèle" en quelque sorte les corrections microscopiques à leur valeur obtenue pour  $c = 1.8$ ) ;
- utilisation du postulat de Strutinsky jusqu'à une valeur limite de l'élongation nucléaire ( $c = 1.8$  dans notre étude) et interpolation linéaire des corrections de couche entre

leur valeur à cette élongation limite et leur valeur obtenue pour une configuration de scission particulière correspondant à deux fragments de fission sphériques.

L'influence de ces trois prescriptions sur le paysage énergétique, et par conséquent sur les distributions de masse des fragments de fission et les multiplicités de particules de pré-scission, sera discutée en détail dans le cadre de l'étude de la fission asymétrique dans le chapitre 6.

### 3.2.6 Effets microscopiques et température

Dans une description statistique d'un noyau excité caractérisé par une température nucléaire  $T$  qui semble bien adaptée pour un système se trouvant dans un état d'équilibre thermique, l'excitation du noyau est reliée aux nombres d'occupation  $n_k(T)$  caractérisant le peuplement (statistique) des niveaux à une particule au voisinage du niveau de Fermi. On constate donc que de passer d'une température nucléaire nulle à une température finie  $T \geq 0$  ressemble beaucoup à un "lissage" de type Strutinsky (adoucissement de la surface de Fermi). Par conséquent, il n'est pas étonnant qu'au-delà d'une température nucléaire de l'ordre de 2 à 3 MeV, les corrections de couche disparaissent et le noyau peut être correctement décrit par un modèle macroscopique [60]. Différentes prescriptions ont été développées afin de tenir compte de la dépendance en température des effets de couche. En 1978, Ignatyuk et collaborateurs [33, 34] démontrent la dépendance des corrections de couche en fonction de la température du noyau. Dans la référence [35], Abe et collaborateurs proposent pour cette dépendance la paramétrisation suivante :

$$f(T) = \exp \left[ -\frac{T^2}{\sigma^2} \right] \quad (3.45)$$

où  $\sigma$  est compris entre 1.5 et 2 MeV.

L'énergie totale du système nucléaire pour une température  $T$  est donc en première ap-

proximation :

$$E(N, Z, T; \beta) = E^{LD}(N, Z, T; \beta) + \delta E_{micro}(N, Z, T = 0; \beta) f(T) \quad (3.46)$$

Remarquons qu'avec une telle expression, nous supposons que corrections de couche et d'appariement présentent la même dépendance en température. Une telle hypothèse est probablement très approximative. En effet, il a été montré [33, 34] dans un formalisme BCS dépendant de la température que les effets pair-impair sont déjà quasi inexistantes pour des températures supérieures à  $0.5 - 1$  MeV, c'est-à-dire disparaissent bien avant les corrections de couche. Par ailleurs, d'autres travaux [54] se basant sur un calcul des corrélations d'appariement avec projection sur le bon nombre de particules préconisent une disparition des effets d'appariement pour des températures de l'ordre de  $1$  à  $1.5$  MeV seulement. Etant donné cette ambiguïté quant à la dépendance en température des effets d'appariement, nous présenterons dans le chapitre 6 des calculs dynamiques réalisés avec et sans prise en compte de ces corrélations et pourrons ainsi étudier l'influence de ce type de corrections sur les résultats dynamiques.





# Chapitre 4

## FISSION SYMETRIQUE UNIDIMENSIONNELLE

Comme il a été mentionné dans le chapitre 2, le modèle unidimensionnel LMS permet d'étudier la décroissance d'un noyau excité, déformé et en rotation, soit la compétition entre les processus de fission et d'évaporation de particules légères. Jusqu'ici on se limite à une description purement macroscopique du système (notamment pour les calculs d'énergie) ce qui conduit à la fission symétrique seulement. Avant de généraliser notre modèle à la fission asymétrique, on se propose dans ce chapitre d'analyser les prédictions de la théorie LMS obtenue pour la fission symétrique.

Estimer la validité des prescriptions adoptées par un modèle passe nécessairement par une comparaison entre les prédictions de ce modèle et les résultats fournis par les campagnes expérimentales. Alors que la théorie peut, a priori, donner accès à toutes les informations souhaitées, il n'en est pas de même pour l'expérience qui, quant à elle, se trouve limitée par les possibilités du système de détection utilisé.

Dans le cas du modèle LMS, du fait de l'abondance des données expérimentales fournies en particulier par le multidétecteur DéMoN, on compare notamment les multiplicités

de neutrons de pré-scission. Après s'être assurés de l'accord satisfaisant entre la théorie et l'expérience pour les multiplicités moyennes dans la section 4.1.1, nous nous proposons dans la partie 4.1.2 de franchir un pas supplémentaire en ne nous contentons pas uniquement de comparer les valeurs théoriques et expérimentales *moyennes* de multiplicités, mais également leurs *distributions*.

Dans une seconde partie, nous tenterons d'étudier l'influence de la paramétrisation de la goutte liquide sur nos prédictions théoriques. En effet, jusqu'ici nous faisons usage du modèle de Myers et Świątecki (MS-LD) [20] qui ne contient pas de terme de courbure (cf. section 3.1). Or, de récents calculs présentés dans la référence [80] ont montré la nécessité de tels termes dans l'expression (3.2) de l'énergie de liaison nucléaire, et ceci notamment dans le but d'une meilleure reproduction des hauteurs de barrière de fission.

## 4.1 Multiplicités de pré-scission

Jusqu'ici nous ne considérons que les valeurs moyennes des multiplicités puisqu'elles seules étaient accessibles à l'expérimentateur. Une nouvelle méthode d'analyse expérimentale, le **Backtracing** [37], est capable de donner accès aux distributions de multiplicités et non uniquement à leurs valeurs moyennes. Par conséquent, dans cette partie, nous allons présenter une comparaison des distributions théoriques et expérimentales de neutrons de pré-scission. Une telle comparaison n'avait jusqu'ici jamais été entreprise.

### 4.1.1 Multiplicités moyennes

Notre but est de comparer des distributions : il serait donc judicieux d'abord de voir ce qu'il en est des valeurs moyennes ! On présente dans le tableau 4.1 les multiplicités moyennes de neutrons de pré-scission expérimentales et théoriques pour les noyaux composés de  $^{126}\text{Ba}$ , de  $^{188}\text{Pt}$ , ainsi que pour quelques isotopes de l'élément  $Z = 110$ , et ceci pour différentes réactions de voie d'entrée à différentes énergies d'excitation.

Dans le cas des noyaux superlourds deux valeurs théoriques de multiplicités sont données dans ce tableau : la première correspond à un calcul effectué avec une friction calculée dans le cadre du modèle du “mur et de la fenêtre” [19] , la seconde est relative à cette même théorie mais avec un coefficient de friction réduit. Le modèle du “mur et de la fenêtre” que nous utilisons ici a été élaboré dans la limite de noyaux fortement excités ; il est donc valable à température élevée, mais rien ne nous assure de sa fiabilité à plus basse énergie. De plus, le coefficient de friction qu’il calcule ne présente aucune dépendance en température.

A haute température, le libre parcours moyen d’un nucléon dans le noyau est faible du fait de l’agitation thermique qui conduit à un grand nombre de collisions nucléon-nucléon. Par contre, quand la température diminue, le libre parcours moyen augmente (il est de l’ordre du rayon nucléaire) puisque le nombre de collisions entre nucléons est plus faible. Il semble alors évident que la friction nucléaire diminue lorsque la température diminue. Des calculs microscopiques de coefficients de transport [41, 42, 43] ont d’ailleurs montré une telle dépendance en température.

Cette dépendance en température de la friction nucléaire peut jouer un rôle non négligeable, notamment dans le cas des noyaux superlourds. En effet, un tel système est quasiment froid lorsqu’il atteint le point de scission ; ainsi nous surestimons certainement la friction pour ces noyaux composés. En fait, ces systèmes, initialement à  $T \geq 2.2$  MeV, peuvent encore présenter des températures de l’ordre de 1 MeV ( $E^* \approx 30$  MeV) au point de scission. Pour l’uranium  $^{238}\text{U}$ , des calculs microscopiques [41] ont montré qu’en passant de  $T = 2.5$  MeV à  $T = 1$  MeV, la friction  $\gamma$  est susceptible de diminuer de 40% voire 50% (suivant la valeur du moment angulaire). Il est donc tout à fait envisageable que les éléments superlourds exhibent une variation conséquente de  $\gamma$  avec  $T$  le long du chemin de fission. Une friction trop forte conduit à un temps de fission trop long et, par conséquent, à des multiplicités de particules de pré-scission trop élevées (plus le temps de fission est important, plus le système dispose de temps pour émettre des particules). En divisant le

coefficient de friction par un facteur 2, nous avons tenté de simuler cette dépendance en température de  $\gamma$ . Il s'agit bien évidemment d'une approche extrêmement grossière, mais elle nous permettra d'étudier dans quelle mesure la friction peut influencer les résultats. Aucune valeur expérimentale relative aux systèmes superlourds ne figure dans ce tableau. En fait, les résultats expérimentaux dont on dispose actuellement pour ces réactions ont été obtenus à l'aide d'une méthode d'analyse ne permettant pas de déconvoluer les différents mécanismes de réactions en présence (notamment la quasi-fission et la fusion-fission dans la cas des superlourds) ; ils ne sont donc pas fiables. Comme nous le verrons dans la section 4.1.2 suivante, une nouvelle méthode d'analyse expérimentale (le Back-tracing) est capable de séparer les évènements de quasi-fission de ceux de fusion-fission ; pour le moment elle n'a pu être appliquée qu'au système superlourd  $^{266}110$  présenté dans la section suivante.

Dans le cas de noyaux plus légers, on constate un accord théorie-expérience satisfaisant comme le montrent les valeurs du tableau 4.1 relatives au  $^{126}\text{Ba}$  et au  $^{188}\text{Pt}$ .

Noyau	Réaction	$E_{lab}$ (MeV)	$E^*$ (MeV)	$M_n^{exp}$	$\delta M_n^{exp}$	$M_n$	$M_p$	$M_\alpha$
$^{126}\text{Ba}$	$^{28}\text{Si} + ^{98}\text{Mo}$	204.0	131.7	2.52	0.12	2.29	0.03	0.79
		187.2	118.5	2.01	0.13	1.71	0.00	0.09
		165.30	101.4	1.32	0.09	1.83	0.00	0.04
	$^{19}\text{F} + ^{107}\text{Ag}$	147.8	118.5	1.85	0.11	1.99	0.00	0.16
		128.0	101.5	1.31	0.17	1.80	0.01	0.06
$^{188}\text{Pt}$	$^{34}\text{S} + ^{154}\text{Sm}$	202.6	100.0	4.5	0.7	3.52	0.00	0.10
		159.8	66.5	2.5	0.7	1.10	0.00	0.00
	$^{16}\text{O} + ^{172}\text{Yb}$	137.6	99.7	5.6	0.6	3.79	0.00	0.06
$^{266}_{110}$	$^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$	513.9	185.8	-	-	9.72	0.23	0.95
						8.66	0.26	1.04
		486.6	164.6	-	-	8.56	0.21	0.79
						7.65	0.20	0.93
		436.2	125.3	-	-	6.21	0.11	0.58
						5.65	0.10	0.63
		410.1	104.7	-	-	4.94	0.07	0.48
						4.35	0.07	0.48
$^{272}_{110}$	$^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$	472.3	138.3	-	-	8.25	0.08	0.34
						7.49	0.08	0.42
		449.9	121.1	-	-	7.12	0.06	0.28
						6.40	0.05	0.30
		423.0	100.6	-	-	5.78	0.04	0.20
						3.94	0.02	0.20
	$^{40}\text{Ca} + ^{232}\text{Th}$	351.2	166.3	-	-	9.95	0.15	0.48
						9.23	0.13	0.53
		298.4	121.3	-	-	7.12	0.06	0.28
						6.40	0.05	0.30
		250.4	80.3	-	-	4.04	0.01	0.12
						3.56	0.01	0.14
$^{278}_{110}$	$^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$	299.6	127.2	-	-	8.48	0.04	0.15
						7.89	0.03	0.14
		280.4	110.7	-	-	7.23	0.03	0.13
						6.69	0.00	0.12
		258.0	91.5	-	-	5.79	0.00	0.09
						5.08	0.00	0.09

**Tableau 4.1 :** Multiplicités moyennes de neutrons  $M_n$ , protons  $M_p$  et particules  $\alpha$   $M_\alpha$  de pré-scission pour différents systèmes.

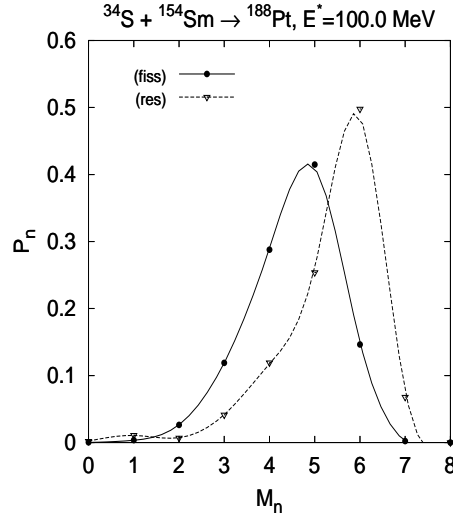
### 4.1.2 Distributions de multiplicité

Etant donné un accord satisfaisant entre les prédictions du modèle LMS et les mesures expérimentales pour les valeurs moyennes, nous nous proposons de franchir un autre cap en comparant les distributions de multiplicité de neutrons de pré-scission [38].

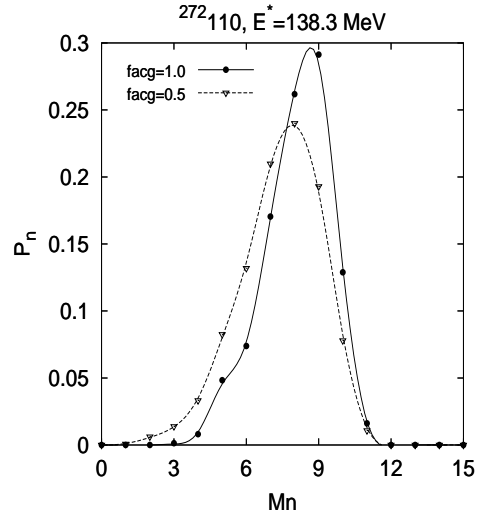
Sur la figure 4.1, dans le cas d'un noyau composé de  $^{188}\text{Pt}$ , on trace les distributions de multiplicité de neutrons :

- en coïncidence avec la fission (neutrons de pré-scission),
- en coïncidence avec le résidu d'évaporation.

Pour ce système les calculs de distribution expérimentale de multiplicité sont encore en cours. Aucune comparaison n'est donc possible à l'heure actuelle ; par contre, nous avons déjà noté (cf. tableau 4.1) le bon accord pour les valeurs moyennes.



**Figure 4.1** : Distributions de multiplicité de neutrons pour le noyau composé de  $^{188}\text{Pt}$ . On présente la distribution relative au mécanisme de fission (fiss) ainsi que celle associée au processus de fusion-évaporation menant à un résidu (res).

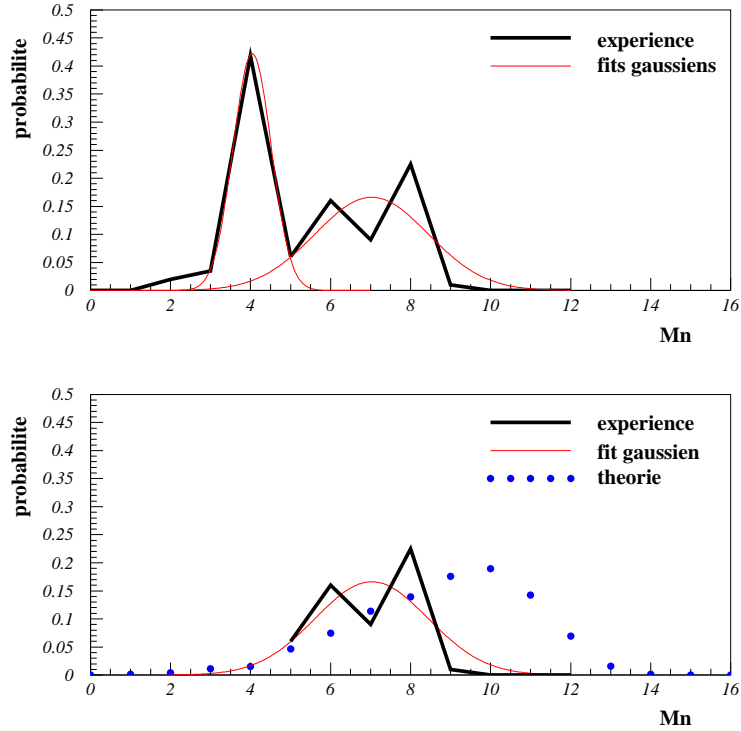


**Figure 4.2** : Distributions de multiplicité de neutrons de pré-scission pour le noyau composé  $^{272}_{110}$  pour une friction “complète” (facg= 1.0) et une friction “réduite” (facg= 0.5).

Pour le système composé  $^{272}_{110}$ , on peut observer sur la figure 4.2 l’effet de la friction sur les distributions de neutrons de pré-scission : plus la friction est élevée, plus la valeur moyenne est élevée (cf. tableau 4.1) et plus la distribution est étroite.

Considérons maintenant le noyau  $^{266}_{110}$  : les résultats théoriques et expérimentaux de distribution de neutrons de pré-scission sont exposés sur la figure 4.3.





**Figure 4.3 :** Distributions de multiplicité de neutrons de pré-scission pour le noyau composé  $^{266}_{110}$ . La figure du haut est relative à la distribution expérimentale seule qu'on a ajustée par 2 fonctions gaussiennes. La figure du bas correspond à la comparaison des distributions expérimentale et théorique pour la composante de fusion-fission uniquement (voir texte).

Si l'on se concentre tout d'abord sur la distribution expérimentale (figure du haut), on constate qu'elle présente deux caractéristiques principales :

- une forme qui consiste en 2 composantes,
- des oscillations pair-impair probablement dues aux effets d'appariement.

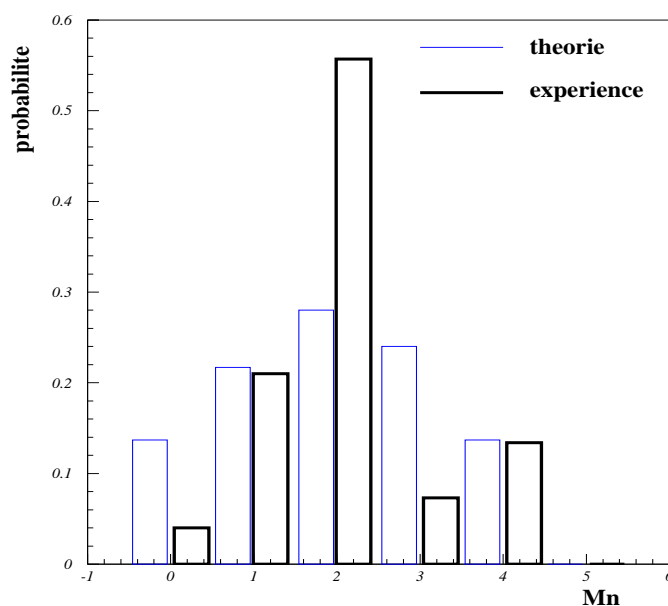
La structure en 2 composantes est en fait le signe de la coexistence de 2 processus nucléaires distincts par leur temps de fission et donc leur multiplicité de pré-scission : la

première composante de la distribution expérimentale, correspondant à une multiplicité de l'ordre de 4, est attribuée au mécanisme de quasi-fission, alors que la seconde, de multiplicité d'environ 7, est associée au processus de fusion-fission (fusion “complète”) [44]. Lors d'un mécanisme de quasi-fission, l'interaction entre les deux ions incidents n'aboutit pas à la formation d'un noyau composé (persistance d'un système dinucléaire tout au long du processus) . Le temps de fission associé à ce mécanisme est plus court que celui correspondant à une fusion “complète” (formation d'un système mononucléaire). On s'attend donc à une multiplicité de pré-scission plus faible pour le processus de quasi-fission que pour celui de fusion-fission.

Notre modèle ne traite que les réactions de fusion “complète” : il s'agit donc de comparer la distribution théorique uniquement à la seconde composante expérimentale. Par ailleurs, la théorie utilisée ici étant purement macroscopique (modèle de la goutte liquide de Myers et Świątecki sans effets quantiques), elle ne reproduit évidemment pas les oscillations expérimentales attribuées à l'appariement. Bien que l'accord entre la théorie et l'expérience pour le mécanisme de fusion-fission pourrait être meilleur (les valeur moyenne et largeur de distribution théoriques sont supérieures aux valeur moyenne et largeur expérimentales), la comparaison est relativement encourageante. On peut attribuer le désaccord observé, en grande partie, à la dépendance en température de la friction (le fait que la distribution théorique soit plus large que la distribution expérimentale pourrait tout à fait correspondre à un effet de dispersion lié à la température). La prise en compte d'une friction décroissante avec la température conduira à une multiplicité moyenne théorique plus faible et donc plus proche de la valeur expérimentale.

La même étude est menée pour un noyau composé plus léger, le  $^{126}\text{Ba}$ . On observe sur la figure 4.4 que pour ce système la distribution expérimentale présente une seule composante [46] : elle correspond au mécanisme de fusion-fission puisque, pour un noyau aussi léger, la quasi-fission peut être négligée. La comparaison avec la distribution théorique

semble très satisfaisante, surtout si l'on tient compte du fait que le modèle ne comporte aucun paramètre ajustable. Notons que pour ce noyau léger l'effet lié à la dépendance en température de la friction est faible. Comme les systèmes superlourds présentés précédemment, ce noyau peut être relativement froid lorsqu'il scissionne, et par conséquent la dissipation est surestimée. Cependant, contrairement aux systèmes superlourds caractérisés par une descente “longue” et “lente” entre les points selle et de scission, pour ce noyau léger points selle et de scission sont presque confondus. Ainsi, il émet très peu de particules (voire aucune) lors de cette descente de telle sorte que l'influence de la friction sur l'émission de particules entre points selle et de scission soit négligeable.



**Figure 4.4** : Distributions théorique et expérimentale de multiplicité de neutrons de préscission pour le noyau composé de  $^{126}\text{Ba}$ .

A partir de cette première étude de distribution, plusieurs conclusions peuvent être émises :

- avant toute comparaison théorie-expérience, une analyse précise des données expérimentales est nécessaire afin de déterminer si plusieurs mécanismes de réaction distincts sont présents. Si tel est le cas, il s’agit de déconvoluer les différents processus étant donné que notre modèle ne traite que la fusion “complète”. Ceci sera dorénavant possible grâce à la méthode du Backtracing (à condition que la statistique soit suffisante).
- la prise en compte de considérations microscopiques, telle la dépendance en température de la friction ou les corrélations microscopiques, est à incorporer dans notre modèle jusque là purement macroscopique. Ce point est important dans le cas des noyaux superlourds notamment, puisque ceux-ci doivent justement leur stabilité aux effets quantiques.

Néanmoins, nous venons de voir que notre modèle dynamique de fission symétrique n’est pas uniquement capable de reproduire les multiplicités moyennes de neutrons de pré-scission, mais également dans une certaine mesure leurs distributions.

## 4.2 Modèle LSD de goutte liquide

### 4.2.1 Deux modèles de goutte liquide : MS-LD et LSD

Afin de déterminer le chemin de fission, nous avons calculé l’énergie de déformation dont la contribution principale est donnée par l’énergie macroscopique du noyau en faisant usage du modèle de la goutte liquide de Myers et Świątecki [20]. Dans cette théorie, nous déterminons l’énergie de liaison nucléaire qui s’exprime par la formule (4.1) suivante comme nous l’avons déjà mentionné dans la section 3.1. Elle comporte :

- une énergie de volume :  $a_{vol} (1 - \kappa_{vol} I^2) A$ ,
- une énergie de surface :  $a_{surf} (1 - \kappa_{surf} I^2) A^{2/3} B_{surf}(def)$ ,
- une énergie de Coulomb “directe” :  $\frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0^{ch}} \frac{Z^2}{A^{1/3}} B_{Coul}(def)$ ,

- une énergie de Coulomb  $C_4 Z^2/A$  qui constitue une correction à la partie Coulomb “directe” pour tenir compte de la diffusivité de la surface nucléaire.

$$\begin{aligned}
E(Z, N, def) = & a_{vol} (1 - \kappa_{vol} I^2) A \\
& + a_{surf} (1 - \kappa_{surf} I^2) A^{2/3} B_{surf}(def) \\
& + \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0^{ch}} \frac{Z^2}{A^{1/3}} B_{Coul}(def) - C_4 \frac{Z^2}{A} .
\end{aligned} \tag{4.1}$$

Les différents coefficients présents dans cette paramétrisation sont déterminés de manière à reproduire les masses nucléaires expérimentales. Néanmoins, la précision de cette reproduction peut être améliorée. Ce fut en particulier l'idée d'une collaboration entre des groupes de Lublin et Strasbourg [80] en utilisant les données expérimentales de masse et barrière de fission les plus récentes [47] et en tenant également compte, dans la paramétrisation de l'énergie de liaison, de termes de courbure. L'expression proposée définit le modèle LSD (**L**ublin-**S**trasbourg **D**rop) :

$$\begin{aligned}
E(Z, N, def) = & a_{vol} (1 - \kappa_{vol} I^2) A \\
& + a_{surf} (1 - \kappa_{surf} I^2) A^{2/3} B_{surf}(def) \\
& + a_{cur} (1 - \kappa_{cur} I^2) A^{1/3} B_{cur}(def) \\
& + a_{curG} (1 - \kappa_{curG} I^2) A^0 \\
& + \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0^{ch}} \frac{Z^2}{A^{1/3}} B_{Coul}(def) - C_4 \frac{Z^2}{A} - 0.5475 \frac{Z^{4/3}}{A^{1/3}} .
\end{aligned} \tag{4.2}$$

En comparaison avec le modèle MS-LD, cette approche comporte :

- une énergie dite de Coulomb “échange” proportionnelle à  $Z^{4/3}/A^{1/3}$  et liée au développement de la matrice densité. Etant donné que ce terme dépend très peu de la déformation, sa prise en compte a un effet négligeable sur la qualité de reproduction des données expérimentales (du moins pour les hauteurs de barrière de fission),
- une énergie de courbure de premier ordre :  $a_{cur}(1 - \kappa_{cur}I^2)A^{1/3} B_{cur}(def)$ ,
- une énergie de courbure de second ordre (courbure gaussienne) :  $a_{curG}(1 - \kappa_{curG}I^2)A^0$ .

Les coefficients de cette formule ont été ajustés de manière à reproduire 2772 masses [47] et 40 hauteurs de barrière de fission expérimentales (alors que ceux de la formule MS-LD ont été calculés à l’aide de 1654 masses seulement). Dans le tableau 4.2 on compare les valeurs des différents coefficients dans les deux paramétrisations de la goutte liquide.

termes	MS-LD	LSD
$a_{vol}$ (MeV)	−15.867	−15.772
$\kappa_{vol}$	1.79	2.01
$a_{surf}$ (MeV)	18.56	19.307
$\kappa_{surf}$	1.79	4.85
$a_{cur}$ (MeV)	0.00	−8.219
$\kappa_{cur}$	0.00	38.92
$a_{curG}$ (MeV)	0.00	20.25
$\kappa_{curG}$	0.00	26.70
$r_0^{ch}$ (fm)	1.205	1.206
$C_4$ (MeV)	1.211	0.522

**Tableau 4.2** : Coefficients intervenant dans les 2 paramétrisations MS-LD et LSD de la goutte liquide comparées ici.

	MS-LD	LSD
<b>énergie de liaison</b>	3.24 MeV	1.71 MeV
<b>hauteur de barrière de fission</b>	4.70 MeV	1.02 MeV

**Tableau 4.3** : Ecarts quadratiques moyens entre les énergies de liaison et barrières de fission pour les paramétrisations MS-LD et LSD de la goutte liquide.

On observe à l'aide du tableau 4.3 une meilleure reproduction des données expérimentales à l'aide du modèle LSD.

### 4.2.2 Effets de la paramétrisation LSD

Etant donné que jusqu'ici nous utilisons le modèle de Myers et Świątecki pour décrire la fission symétrique, nous nous proposons d'étudier l'influence du modèle LSD sur nos résultats antérieurs.

Dans cette perspective, nous allons tenter de déterminer l'impact des termes de courbure dans la paramétrisation énergétique sur plusieurs quantités telles que les probabilités d'émission de particules, les barrières de fission et les multiplicités de particules de pré-scission [40].

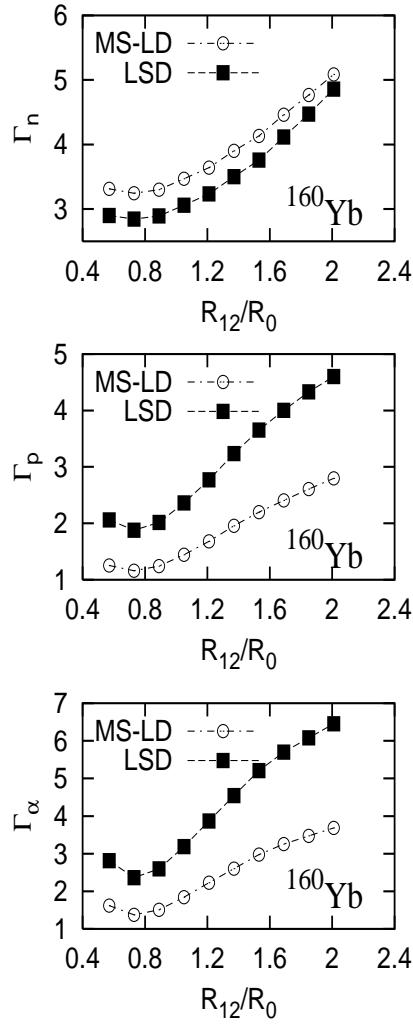
#### Probabilités d'émission

Considérons la largeur d'émission d'une particule donnée ( $n$ ,  $p$  ou particule  $\alpha$ ) à partir d'un noyau excité et en rotation dans le cadre de la théorie d'évaporation de Weisskopf. On présente sur la figure 4.5 l'évolution de cette largeur en fonction de la déformation  $q = R_{12}/R_0$  du noyau émetteur (définie dans la section 2.4.1) et ceci pour le noyau d' $^{160}\text{Yb}$  d'énergie d'excitation thermique  $E^* = 260$  MeV dans le cadre des deux paramétrisations de la goutte liquide discutées. La largeur d'émission augmente avec la déformation nucléaire quelque soit le modèle considéré : plus le noyau est déformé, plus

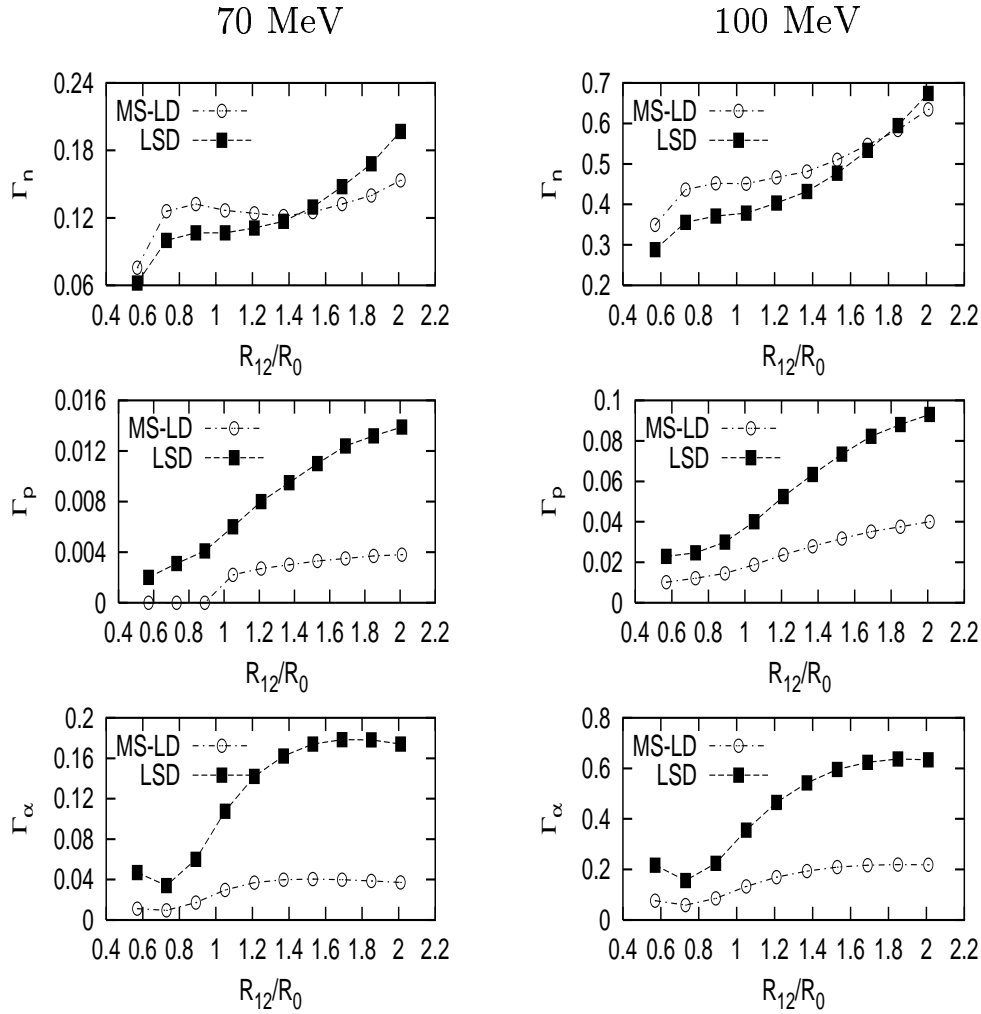
la surface à travers laquelle l'émission peut se faire est importante, plus la probabilité d'émission est élevée. Mais bien plus intéressant sur cette figure est de constater l'importance de l'inclusion des termes de courbure dans l'expression de la goutte liquide. En effet, elle conduit à une augmentation substantielle de la largeur d'émission dans le cas des particules chargées. L'évolution des largeurs d'émission avec la déformation dépend du noyau étudié et de son énergie d'excitation, néanmoins la tendance est en général la même. Ainsi, pour le noyau composé de  $^{188}\text{Pt}$  à des énergies d'excitation thermiques de 70 MeV et 100 MeV, on observe sur la figure 4.6 à nouveau une telle différence entre les théories MS-LD et LSD pour les protons et les particules  $\alpha$  ; pour les neutrons, le comportement est légèrement différent.

On explique une telle différence entre les résultats avec et sans courbure en revenant aux relations de base du modèle d'évaporation de Weisskopf présentées dans le chapitre 1. Les termes de courbure interviennent dans la détermination du paramètre  $a$  de densité du noyau. L'effet de la courbure sur cette quantité est relativement faible, mais  $a$  apparaît dans l'expression de la densité de niveaux  $\rho(E^*, L)$  en tant qu'argument d'une exponentielle (cf. relation (2.8)) : par conséquent, une petite variation de  $a$  due aux termes de courbure peut conduire à une variation importante de la densité de niveaux  $\rho(E^*, L)$ . Cette dernière intervient dans la formule de la largeur d'émission (cf. relation (2.7)) au numérateur ainsi qu'au dénominateur. L'inclusion de la courbure peut donc avoir un effet important sur les largeurs d'émission, mais on constate que seul à l'aide des équations complexes du chapitre 2, il n'est pas évident de prédire avec précision l'impact de ces termes de courbure sur les taux d'évaporation.





**Figure 4.5 :** Largeurs d'émission neutron  $\Gamma_n$ , proton  $\Gamma_p$  et particule  $\alpha$   $\Gamma_\alpha$  en fonction de l'élongation  $q = R_{12}/R_0$  d'un noyau d' $^{160}\text{Yb}$  ( $E^* = 260\text{MeV}$ ,  $L = 34\hbar$ ) dans le cadre des paramétrisations MS-LD et LSD de la goutte liquide.



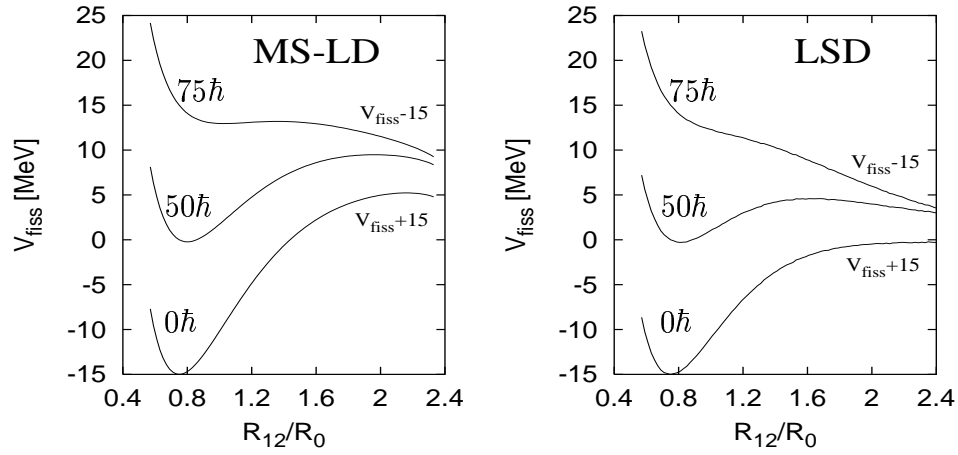
**Figure 4.6 :** Largeurs d'émission neutron  $\Gamma_n$ , proton  $\Gamma_p$  et particule  $\alpha$   $\Gamma_\alpha$  en fonction de l'élongation  $q = R_{12}/R_0$  d'un noyau de  $^{188}\text{Pt}$  d'énergies d'excitation thermiques de 70 MeV (colonne de gauche) et 100 MeV (colonne de droite) et de moment angulaire  $L = 60\hbar$ , dans le cadre des paramétrisations MS-LD et LSD de la goutte liquide.

La forte dépendance des probabilités d'émission en fonction de la paramétrisation goutte liquide adoptée semble pouvoir présenter un effet non négligeable sur les multiplicités de pré-scission. On peut donc se poser la question si elle ne risque pas de remettre en cause nos prédictions antérieures obtenues avec la théorie MS-LD. Ce point va être discuté ci-après.

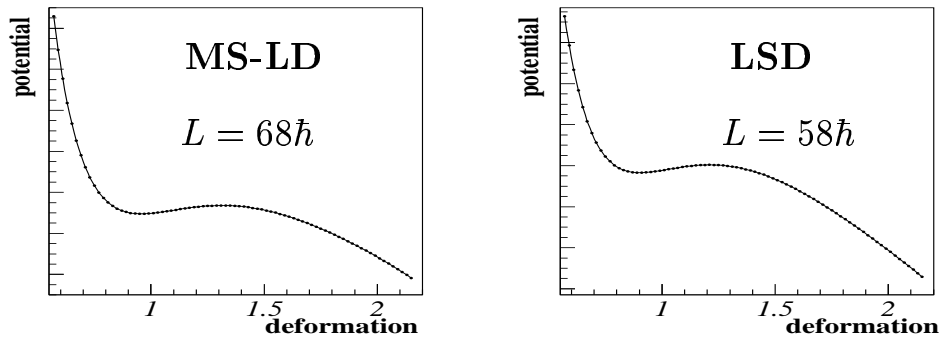
### Barrières de fission

Inclure des termes de courbure dans l'expression de l'énergie de liaison conduit à une diminution de la hauteur de la barrière de fission et par conséquent à une diminution du moment angulaire critique  $L_{crit}$ , moment pour lequel la barrière de fission disparaît.

Pour le noyau composé de  $^{188}\text{Pt}$  d'énergie d'excitation totale de 100 MeV, on illustre la disparition de la barrière de fission avec le moment angulaire  $L$  sur la figure 4.7 pour les deux paramétrisations de goutte liquide. Alors que pour  $L = 75\hbar$  une barrière de fission est encore présente (bien que faible) dans le cadre MS-LD, elle a déjà disparu pour des valeurs de  $L$  bien inférieures dans la théorie LSD. Par contre, pour une hauteur de barrière donnée de l'ordre de 0.4 MeV, correspondant à un moment angulaire de  $68\hbar$  pour MS-LD et un moment évidemment plus faible de  $58\hbar$  pour LSD, on observe sur la figure 4.8 qu'inclure la courbure ne conduit pas à une modification très importante de la forme de la barrière de fission.



**Figure 4.7 :** Barrières de fission du  $^{188}\text{Pt}$  d'énergie d'excitation totale de 100 MeV pour différentes valeurs du moment angulaire  $L$  dans le cadre des paramétrisations MS-LD et LSD de la goutte liquide.



**Figure 4.8 :** Chemins de fission du  $^{188}\text{Pt}$  d'énergie d'excitation totale de 100 MeV pour une même valeur de la hauteur de la barrière de fission  $U_B = 0.40$  MeV dans le cadre des paramétrisations MS-LD et LSD de la goutte liquide.

### Multiplicités de pré-scission

Nous nous proposons enfin d'étudier l'influence des termes de courbure sur les multiplicités de particules légères de pré-scission.

Dans un premier temps, considérons différentes réactions conduisant à la formation du noyau composé de  $^{188}\text{Pt}$ . Les résultats de multiplicités sont répertoriés dans les tableaux 4.4.

$$^{34}\text{S} + ^{154}\text{Sm} \longrightarrow ^{188}\text{Pt} \quad E_{tot}^* = 66.5 \text{ MeV}$$

	MS-LD	LSD	exp
$M_n$	1.75	2.29	$2.50 \pm 0.7$
$M_p$	0.00	0.00	—
$M_\alpha$	0.00	0.07	—

$$^{34}\text{S} + ^{154}\text{Sm} \longrightarrow ^{188}\text{Pt} \quad E_{tot}^* = 100.0 \text{ MeV}$$

	MS-LD	LSD	exp
$M_n$	4.48	4.44	$4.5 \pm 0.7$
$M_p$	0.01	0.05	—
$M_\alpha$	0.05	0.34	—

$$^{16}\text{O} + ^{172}\text{Yb} \longrightarrow ^{188}\text{Pt} \quad E_{tot}^* = 99.7 \text{ MeV}$$

	MS-LD	LSD	exp
$M_n$	4.65	4.52	$5.6 \pm 0.7$
$M_p$	0.01	0.05	—
$M_\alpha$	0.03	0.32	—

**Tableaux 4.4 :** Multiplicités de neutrons  $M_n$ , protons  $M_p$  et particules  $\alpha$   $M_\alpha$  de pré-scission pour différentes réactions menant au noyau composé de  $^{188}\text{Pt}$ .

Quelque soit l'énergie, le modèle LSD donne lieu à des multiplicités de particules chargées supérieures à celles prédites par MS-LD. Ceci s'explique aisément par l'augmentation conséquente des largeurs d'émission des particules chargées quand on inclut la courbure (cf. figure 4.6). Malheureusement, l'absence de mesures expérimentales de particules chargées ne permet aucune comparaison.

Concentrons-nous maintenant sur les neutrons puisque des données expérimentales existent pour ce type de particule. On observe que l'effet des termes de courbure est plus important à basse qu'à haute énergie d'excitation. Pouvons-nous tenter d'expliquer un tel résultat ? Pour l'énergie d'excitation la plus élevée ( $\approx 100$  MeV), on constate sur la figure 4.6 que la largeur d'émission neutron est légèrement supérieure dans MS-LD que dans LSD. Par ailleurs, au regard des longueurs des chemins de fission de la figure 4.8 que l'on définit comme la distance  $\Delta q$  entre l'état fondamental et le point de scission, on constate que le chemin obtenu avec LSD ( $\Delta q^{LSD} = 2.150 - 0.908 = 1.242$ ) est légèrement plus long que celui calculé par MS-LD ( $\Delta q^{MS-LD} = 2.150 - 0.953 = 1.197$ ) ; le système aura donc plus de temps pour émettre des particules. Une probabilité d'émission plus faible et un chemin de fission plus long pour LSD par rapport à MS-LD influencent en quelque sorte la multiplicité en sens inverse, de manière à ce que finalement un nombre quasi-identique de particules soit émis dans les deux modèles.

A plus basse énergie, la figure 4.6 présente une largeur d'émission LSD inférieure à la largeur MS-LD pour les déformations les plus faibles, mais supérieure à grande déformation. Par conséquent, dans le modèle LSD, du fait du chemin de fission plus long et de cette émission favorisée à grande élongation, on obtient une multiplicité de neutrons de pré-scission supérieure à celle du modèle MS-LD (multiplicité plus en accord avec l'expérience par ailleurs).

La même étude a été réalisée pour le noyau composé d' $^{160}\text{Yb}$  et on aboutit à des conclusions tout à fait similaires.

Considérons maintenant un noyau plus léger, en l'occurrence le  $^{126}\text{Ba}$  formé par différents systèmes de voie d'entrée. Les multiplicités de neutrons de pré-scission sont résumées dans les tableaux 4.5.

$$^{28}\text{Si} + ^{98}\text{Mo} \longrightarrow ^{126}\text{Ba}$$

$E_{tot}^*$ (MeV)	MS-LD	LSD	exp
131.7	1.50	2.48	$2.52 \pm 0.12$
118.5	1.32	2.02	$2.01 \pm 0.13$
101.4	0.38	1.36	$1.32 \pm 0.09$

$$^{19}\text{F} + ^{107}\text{Ag} \longrightarrow ^{126}\text{Ba}$$

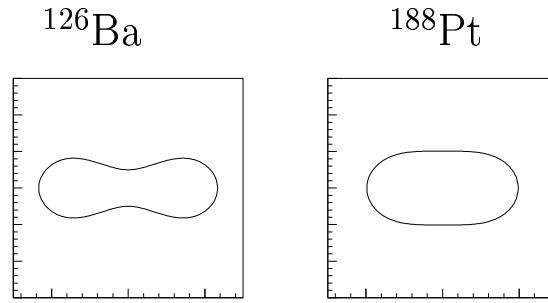
$E_{tot}^*$ (MeV)	MS-LD	LSD	exp
118.5	1.32	2.08	$1.85 \pm 0.11$
101.5	1.00	1.23	$1.31 \pm 0.17$

**Tableaux 4.5 :** Multiplicités de neutrons de pré-scission pour différentes réactions menant au noyau composé de  $^{126}\text{Ba}$ .

On observe de suite que, par comparaison avec le noyau de  $^{188}\text{Pt}$ , l'influence de la courbure sur les résultats est bien plus importante. Inclure des termes de courbure dans le modèle de la goutte liquide donne un meilleur accord avec l'expérience dans le cas de ce noyau léger. Comment comprendre un tel effet et une telle différence avec le  $^{188}\text{Pt}$  ?

En fait, les noyaux légers tels que le  $^{126}\text{Ba}$  fissionnent en général dans des configurations de forme relativement déformées, contrairement aux noyaux plus lourds qui peuvent fissionner dans une configuration encore assez compacte. Comme on peut le constater sur la figure 4.9, les formes présentées par le  $^{126}\text{Ba}$  et le  $^{188}\text{Pt}$  au point selle illustrent bien le fait que le  $^{188}\text{Pt}$  va fissionner dans une configuration relativement compacte alors que le

$^{126}\text{Ba}$  présente, déjà au point selle, un col nucléaire bien marqué. Il semble assez intuitif que la courbure a un effet plus important pour des formes telles que celle exhibée par le  $^{126}\text{Ba}$  et une influence bien moindre pour une configuration comme celle du  $^{188}\text{Pt}$ .



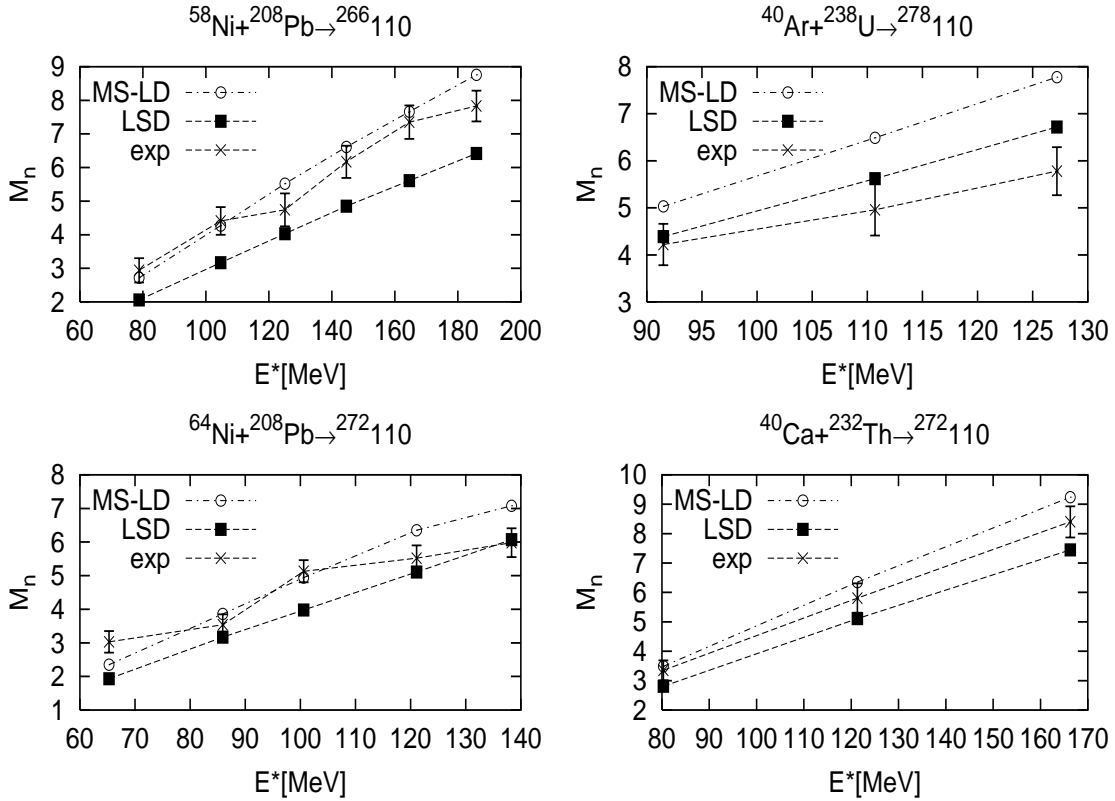
**Figure 4.9 :** Comparaison des formes nucléaires présentées par les noyaux de  $^{126}\text{Ba}$  et  $^{188}\text{Pt}$  au point selle.

Etudions enfin l'influence des termes de courbure dans le cas de quelques isotopes superlourds de l'élément  $Z = 110$ .

Les calculs ont été menés en utilisant la friction complète du modèle du “mur et de la fenêtre” ainsi qu’avec une friction “réduite” en raison de la dépendance en température de la friction discutée dans la section 4.1.1. Sur la figure 4.10, on montre l'évolution de la multiplicité de neutrons de pré-scission en fonction de l'énergie d'excitation pour différents systèmes et ceci dans le cadre de la friction réduite. On observe en fait que, quelque soit le noyau composé, les valeurs expérimentales sont en général situées entre les résultats prédits par MS-LD et LSD qui ne diffèrent que peu ce qui semble indiquer que l'effet de la courbure est faible ici. On comprend ce résultat par le fait que les systèmes superlourds fissionnent dans des configurations de forme relativement compactes pour lesquelles la courbure nucléaire ne devrait jouer qu'un rôle mineur ce qui est en bon accord avec les observations faites précédemment dans le cas des noyaux de  $^{126}\text{Ba}$  et de  $^{188}\text{Pt}$ .



Notons à ce stade de la discussion que les résultats expérimentaux de multiplicités de neutrons de pré-scission présentés sur la figure 4.10 ont été obtenus, non pas par la technique du Backtracing développée dans la section 4.1, mais par une méthode de minimisation du  $\chi^2$  [44]. Cette dernière ne permet pas la discrimination entre les mécanismes de quasi-fission et de fusion-fission ; elle donne seulement une valeur moyenne. En attendant les résultats du Backtracing pour l'ensemble de ces systèmes, il s'agit donc de rester vigilant quant aux multiplicités expérimentales données ici.



**Figure 4.10 :** Multiplicités de neutrons de pré-scission en fonction de l'énergie d'excitation pour quelques isotopes de l'élément  $Z = 110$  dans le cadre des paramétrisations MS-LD et LSD de la goutte liquide.

L'importance des termes de courbure dans une description de type goutte liquide est depuis fort longtemps un sujet de controverse [61, 62, 63]. Les auteurs du modèle LSD ont montré qu'en prenant de tels termes en compte on aboutit à une meilleure reproduction des masses et hauteurs de barrière de fission expérimentales. Notre étude nous a permis de constater l'influence faible de la courbure dans le cas des noyaux lourds et superlourds, aussi bien sur la forme des barrières de fission que sur la multiplicité de neutrons de pré-scission. Par contre, nous avons également mis en évidence la nécessité d'inclure des termes de courbure dans le cas des noyaux plus légers afin de reproduire cette multiplicité de pré-scission.

Enfin, un autre aspect important de notre étude consiste en la forte dépendance des largeurs d'émission de particules chargées en fonction de la courbure. Malheureusement, pour les systèmes considérés dans le présent travail aucune donnée expérimentale relative aux protons ou aux particules  $\alpha$  n'existe pour le moment. Etant donnée l'importance que semble avoir la courbure dans le calcul de ces largeurs d'émission, de telles analyses expérimentales pourraient constituer un test extrêmement sensible pour notre modèle dynamique d'évaporation de particules.



# Chapitre 5

## FISSION SYMETRIQUE BIDIMENSIONNELLE

L'étude de la fission multimodale nécessite la résolution des équations de Langevin dans un espace multidimensionnel. Dans la présente approche, nous nous limitons au cas le plus simple de l'espace de déformation bidimensionnel  $(c, \alpha)$  pour traiter la compétition entre fission symétrique et asymétrique [39].

Jusqu'ici le modèle LMS consistait en une description unidimensionnelle justifiée par une étude des systèmes hautement excités pour lesquels seule la fission symétrique joue un rôle du fait de la disparition des corrections microscopiques (cf. section 3.2.6). Dans cet ordre d'idées, la dynamique de la fission couplée à l'évaporation de particules est traitée le long du chemin de fission symétrique en suivant uniquement le fond de la vallée symétrique de l'espace multidimensionnel de déformation.

Nous nous proposons dans ce chapitre d'étudier la fission symétrique mais dans le cadre de l'espace bidimensionnel de déformation  $(c, \alpha)$ . Ainsi, nous ne nous restreignons plus à suivre le fond de la vallée de fission (comme ce fut le cas dans le modèle LMS à une dimension) mais permettons au système d'explorer un paysage énergétique bien plus vaste. Dans un premier temps, nous ne considérons qu'une image purement macroscopique du

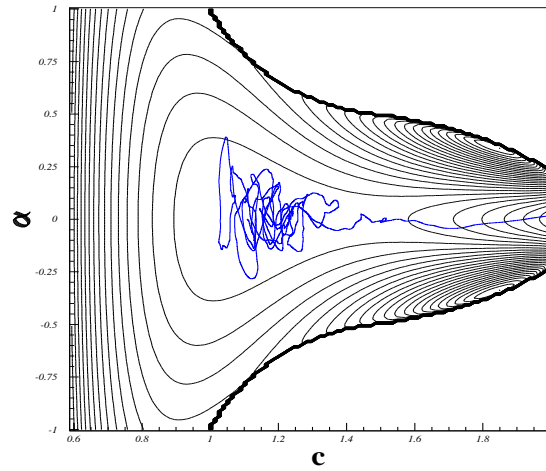
noyau. L'espace énergétique est gouverné par le modèle de la goutte liquide uniquement ; les effets microscopiques sont omis puisque seule l'étude de la fission symétrique nous intéresse ici. De plus, dans cette première étape, nous ne prendrons pas en compte l'éventuelle émission de particules le long du chemin de fission, mais nous limiterons au traitement de la dynamique. Une telle étude de la fission symétrique nous permettra de voir dans quelle mesure nous pouvons avoir confiance en nos résultats théoriques obtenus dans un calcul à une seule dimension (qui était l'élongation  $q$ ).

Dans l'ensemble de ce chapitre, on considère le noyau composé de  $^{227}\text{Pa}$  d'énergie d'excitation totale (thermique et rotationnelle)  $E_{tot}^* = 26 \text{ MeV}$  puisque c'est le système que nous avons étudié expérimentalement comme il sera présenté dans le chapitre 7.

## 5.1 Effets du paramètre d'étrangement $h$

L'espace énergétique de type goutte liquide dans le cadre de la paramétrisation  $(c, \alpha)$  de Funny-Hills est représenté sur la figure 5.1 : en l'absence des effets quantiques, aucune vallée de fission asymétrique n'est visible, seule la vallée symétrique est présente ( $\alpha = 0$ ). Rappelons ici que nous avons choisi de poser le troisième paramètre de déformation  $h$  de Funny-Hills égal à zéro (cf. section 2.5.1) ; ce choix se verra justifié par la suite.

Dans une description de type goutte liquide le noyau non tournant ( $L = 0\hbar$ ) est sphérique ( $c = 1.0$  ,  $\alpha = 0.0$  ,  $h = 0.0$ ) dans son état fondamental, alors que le minimum en énergie est déplacé vers des valeurs  $c > 1$  pour  $L > 0\hbar$ , c'est-à-dire vers des formes allongées ou prolates.



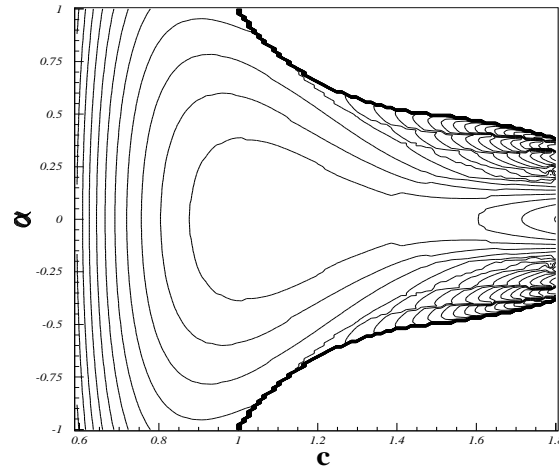
**Figure 5.1** : Energie de déformation dans l'espace des paramètres de déformation de Funny-Hills ( $c, \alpha, h = 0$ ) dans le cadre du modèle de la goutte liquide.

Supposons que le noyau composé de  $^{227}\text{Pa}$  d'énergie d'excitation totale  $E_{tot}^* = 26$  MeV et de moment angulaire  $L = 60\hbar$  ait été synthétisé dans son état fondamental. La déformation  $(c, \alpha)$  pour laquelle l'énergie du système est minimale sur la figure 5.1 montre que cet état fondamental correspond à une configuration symétrique légèrement allongée du noyau, plus précisément les paramètres de déformation sont tels que  $(c=1.12, \alpha=0.0)$ . Sous l'effet de l'énergie d'excitation thermique et rotationnelle, le système évolue dans l'espace de déformation suivant une trajectoire gouvernée par les équations de Langevin (2.28). La résolution de ces équations conduit finalement à une fission du système composé en deux fragments symétriques ( $\alpha \approx 0$ ). Ce résultat se comprend aisément étant donné l'existence d'une unique vallée de fission dans le paysage énergétique laquelle est symétrique. Sur la figure 5.1 nous avons également représenté une trajectoire typique de fission (obtenue par la résolution des équations de Langevin) entre l'état initial ( $c = 1.12$ ,  $\alpha = 0.0$ ) et le point de scission ( $c \approx 2.0875$ ,  $\alpha \approx 0.0$ ). Le temps de fission moyen associé à une telle catégorie de trajectoires dans l'espace  $(c, \alpha, h = 0.0)$  est  $t_f^{(h=0)} = 5.27 \cdot 10^{-17}\text{s}$ .

Néanmoins, dans le cadre de la paramétrisation de Funny-Hills, trois paramètres de déformation sont disponibles : tentons alors de voir quelle est l'influence de la prise en compte du troisième paramètre  $h$  sur nos résultats dynamiques. Pour ce faire, on considère le paysage énergétique bidimensionnel  $(c, \alpha)$  de type goutte liquide obtenu après minimisation par rapport au coefficient  $h$  : il est représenté sur la figure 5.2. La résolution des équations de Langevin dans cet espace donne lieu à un temps de fission symétrique moyen  $t_f^{(h \neq 0)} = 5.96 \cdot 10^{-17} \text{s}$ .

Pouvons-nous expliquer ce résultat, c'est-à-dire que la minimisation par rapport à  $h$  conduit à un temps de fission plus grand ? Le fait de prendre en compte un paramètre de déformation supplémentaire (ici  $h$ ) entraîne une diminution de l'énergie sur la totalité du paysage de déformation  $(c, \alpha)$ . Il est possible toutefois que cette diminution soit plus importante dans l'état fondamental qu'elle ne l'est au point selle conduisant ainsi à une augmentation de la hauteur de la barrière de fission et avec elle du temps de fission.

On constate toutefois par cette étude qu'avec ou sans minimisation par rapport au troisième coefficient  $h$  de la paramétrisation, le temps de fission ne change que d'environ 10%. Ce faible effet de  $h$  nous a incité à considérer toujours dorénavant  $h = 0$ , ce qui simplifie évidemment bon nombre de calculs (de coefficients de transport notamment). Par ailleurs, étant donné la corrélation qui semble intuitive entre temps de fission et multiplicité de pré-scission (cf. discussion de la section 4.1.1), un effet faible sur le temps de fission laisse également envisager un effet relativement négligeable sur les multiplicités de particules de pré-scission (cette hypothèse sera confirmée dans le chapitre 6).



**Figure 5.2 :** Energie de déformation dans l'espace des paramètres de déformation de Funny-Hills  $(c, \alpha, h_{min})$  dans le cadre du modèle de la goutte liquide. La valeur  $h_{min}$  est obtenue, pour chaque couple  $(c, \alpha)$ , après minimisation de l'énergie par rapport au paramètre de déformation  $h$  de Funny-Hills.

Remarquons sur la figure 5.1 qu'avant d'aboutir à une partition symétrique de fragments de fission, le noyau composé connaît une multitude d'*excursions* dans des régions relativement asymétriques de l'espace de déformation ( $\alpha \neq 0$ ). Ces *excursions* sont en grande partie la conséquence de la force aléatoire de Langevin. Nous reviendrons sur ce point intéressant dans la prochaine section.

## 5.2 Traitements uni- et bi-dimensionnels

Afin d'étudier l'influence du passage d'un traitement unidimensionnel à un traitement bidimensionnel de la dynamique de la fission symétrique, deux temps de fission moyens vont être comparés dans cette section :

- celui associé à un noyau composé ayant suivi le chemin de fission symétrique d'énergie

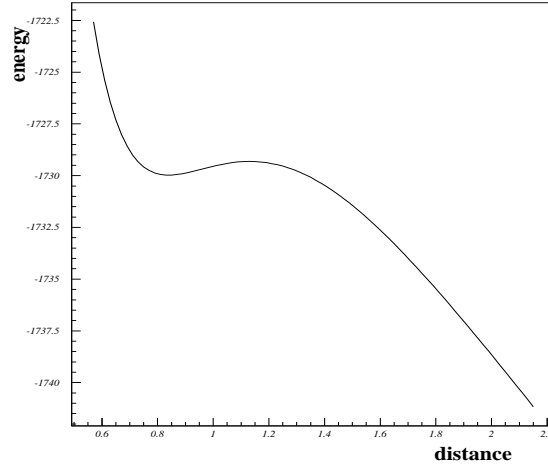


minimale tracé sur la figure 5.3. Ce chemin de fission est calculé dans le cadre du modèle unidimensionnel LMS tel qu'il était conçu jusqu'alors, c'est-à-dire qu'on ne tient compte que du fond de la vallée de fission symétrique ( $\alpha = 0$ );

- celui associé à une trajectoire qui s'achève dans la vallée de fission symétrique dans l'espace bidimensionnel  $(c, \alpha)$ . Une telle trajectoire avait déjà été représentée sur la figure 5.1.

Pour une équation de Langevin à une ou deux dimensions, les résultats obtenus sont alors tels que les temps de fission moyens valent respectivement  $t_f^{1D} = 6.36 \cdot 10^{-17}$ s et  $t_f^{2D} = 5.96 \cdot 10^{-17}$ s : ils ne diffèrent que de 7%. Notons que nous avons utilisé ici le temps de fission associé au calcul à deux dimensions  $t_f^{2D}$  avec minimisation par rapport à  $h$  (cf. section 5.1), ceci parce que le résultat unidimensionnel  $t_f^{1D}$  a été obtenu dans des conditions similaires ( $h \neq 0$ ).

On constate par cette étude que l'effet de la dimensionnalité des équations de Langevin dans le traitement de la dynamique de la fission symétrique est faible, ce qui laisse prévoir un effet également faible sur les multiplicités de pré-scission.



**Figure 5.3** : Chemin de fission symétrique obtenu par le modèle unidimensionnel LMS.

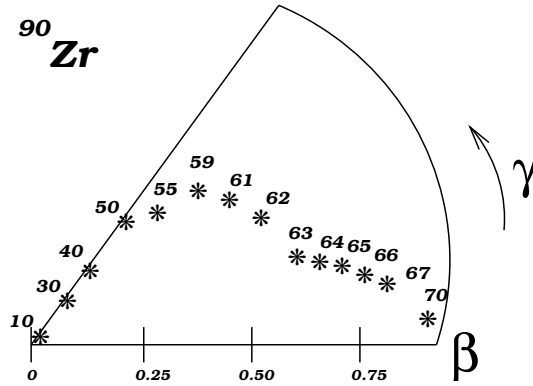
Cette comparaison des traitements dynamiques uni- et bi-dimensionnels conforte les prédictions antérieures du modèle LMS de multiplicités de pré-scission obtenues exclusivement dans une approche à une dimension.

Il est à souligner cependant que le temps de fission relatif au calcul bidimensionnel est légèrement inférieur à celui correspondant au traitement à une dimension. Un tel résultat peut à première vue sembler surprenant. En effet, il indique que le noyau composé met davantage de temps lorsqu'il emprunte le fond de la vallée de fission symétrique (donc d'énergie minimale) du calcul unidimensionnel que lorsqu'il suit une trajectoire comprenant bon nombre d'incursions dans l'espace asymétrique dans le cas du calcul bidimensionnel ! Un tel comportement s'explique par le fait que les équations de Langevin dérivent des équations de Focker-Planck (cf. Annexe A) qui sont des équations différentielles relatives à des distributions de probabilité  $f(\vec{q}, \vec{p}, t)$ . On peut alors considérer que plus la variété des voies possibles pour atteindre un même point final est importante, plus rapidement on peut y parvenir. En d'autres termes, si seule une voie est à disposition (comme c'est le cas dans le traitement unidimensionnel), un nombre considérable d'obstacles peuvent être rencontrés et le temps nécessaire pour les franchir peut ralentir le système.

### 5.3 Considérations de non-axialité

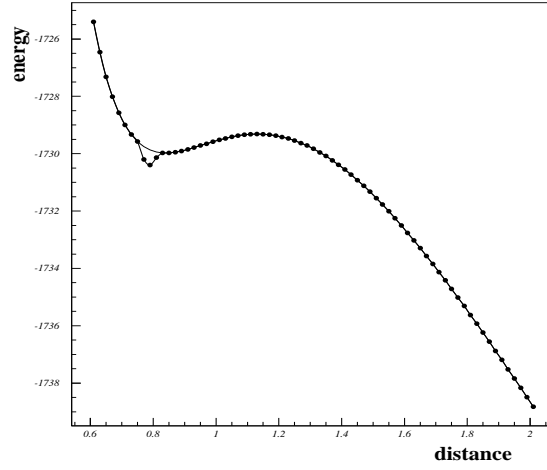
Considérons le plan  $(\beta, \gamma)$  de la figure 5.4 qui représente, dans une description semi-classique, la déformation d'équilibre du noyau de  $^{90}\text{Zr}$  en fonction du moment angulaire [48]. On constate que pour  $L < 50\hbar$  ce noyau présente dans son état fondamental une forme oblate. Pour des moments angulaires plus élevés, une déviation vers des configurations triaxiales (bifurcation de Jacobi [49]) est observée. Finalement, pour des moments angulaires encore plus élevés, l'état fondamental tend vers des formes prolates avant de devenir instable par fission centrifuge. Les effets de couche peuvent éventuellement partiel-

lement modifier une telle évolution de la configuration de forme de l'état fondamental avec le moment angulaire. Souvent, on omet volontairement les minima oblates dans l'étude de la fission parce que la section efficace de fission est, dans la majorité des cas, négligeable pour les moments peu élevés qui leur sont associés.

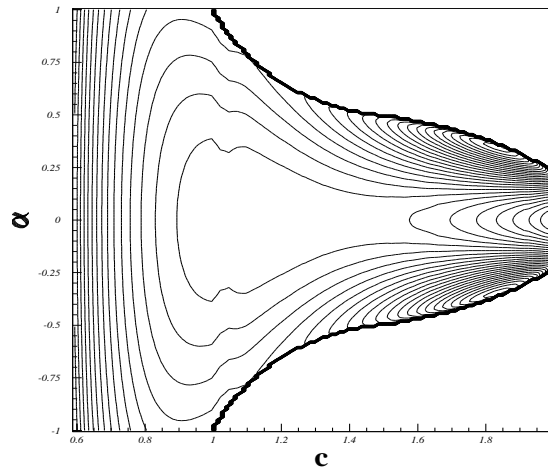


**Figure 5.4 :** Solutions d'équilibre du noyau de  $^{90}\text{Zr}$  dans le plan  $(\beta, \gamma)$  en fonction du moment angulaire (donné en unité  $\hbar$ ).

Un calcul unidimensionnel du chemin de fission symétrique d'énergie minimale met effectivement en évidence la présence d'un minimum oblate pour le système traité dans ce chapitre. Sur la figure 5.5, on superpose les chemins de fission symétriques obtenus par le traitement unidimensionnel en tenant compte ou non de l'existence de ce minimum oblate. A priori, on pense ne pouvoir négliger un tel puits oblate, tout au moins pour les cas où la barrière de fission est faible, puisque sa profondeur (0.60 MeV ici) est comparable à la hauteur de la barrière de fission (0.66 MeV).



**Figure 5.5** : Chemins de fission symétrique obtenus par le modèle unidimensionnel LMS en tenant compte (ligne en pointillés) ou non (ligne pleine) de la présence d'un minimum oblate.



**Figure 5.6** : Energie de déformation dans l'espace des paramètres de déformation de Funny-Hills ( $c, \alpha, h = 0$ ) dans le cadre du modèle de la goutte liquide en tenant compte de l'existence d'un minimum oblate.

Dans le but d'étudier l'influence de ce type de configuration, nous calculons le paysage énergétique  $(c, \alpha)$  qui tient compte de cette déformation oblate et le présentons sur la figure 5.6. Pour ce nouveau paysage énergétique, on obtient un temps de fission moyen de  $5.72 \cdot 10^{-17}$  s : il ne diffère du temps associé au calcul n'incorporant pas la correction oblate (qui est de  $5.27 \cdot 10^{-17}$  s) que de 8%. Nous en concluons qu'un tel effet n'aura probablement que peu d'incidence sur les multiplicités de pré-scission et estimons pouvoir négliger le minimum oblate par la suite.

## 5.4 Diffusion à basse énergie d'excitation

Dans le cadre du modèle LMS, le tenseur de diffusion  $D$  est déterminé à partir du tenseur de friction  $\gamma$  via la relation d'Einstein :

$$D = \gamma T \quad (5.1)$$

ce qui est justifié pour les noyaux hautement excités que nous traitons jusqu'ici, la relation d'Einstein étant connue comme valide à de telles énergies.

L'expression (5.1) implique que lorsque la température tend vers zéro, il en est de même pour la diffusion, ce qui n'est évidemment pas le cas, puisqu'à température nulle la diffusion est encore présente. Effectivement, nous devons tenir compte du "mouvement du point zéro", c'est-à-dire des fluctuations quantiques dans l'espace des variables collectives. Des calculs microscopiques de Hofmann et collaborateurs [42] déterminent la diffusion en tenant compte de ces effets quantiques. Du fait de la complexité de ce traitement microscopique, on peut tenter partant de la relation d'Einstein habituelle (5.1) de construire une relation qui tienne compte du mouvement du point zéro, tout au moins très grossièrement dans un premier temps. Dans cet ordre d'idées, il a alors été proposé une relation d'Einstein dite *modifiée* [42] :

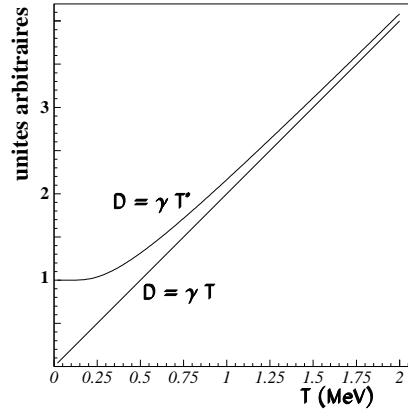
$$D = \gamma T^* \quad (5.2)$$

avec :

$$T^* = \frac{\hbar\omega}{2} \operatorname{tgh} \left[ \frac{\hbar\omega}{2T} \right] \quad (5.3)$$

où  $\hbar\omega$  correspond à l'énergie typique d'une excitation collective du noyau ( $\hbar\omega \approx 1\text{MeV}$ ).

L'évolution de la diffusion  $D$  avec la température nucléaire  $T$  pour les relations (5.1) et (5.2) est représentée sur la figure 5.7.



**Figure 5.7 :** Evolution de la diffusion en fonction de la température pour les relations d'Einstein habituelle  $D = \gamma T$  et modifiée  $D = \gamma T^*$ .

Le noyau composé de  $^{227}\text{Pa}$  ( $E_{tot}^* = 26\text{ MeV}$ ,  $L = 60\hbar$ ) étudié ici se trouve à une énergie d'excitation faible pour laquelle la relation d'Einstein (5.2) est éventuellement à prendre en compte (considérant la figure 5.7 et sachant que la température initiale est de l'ordre de  $T \approx 0.77\text{ MeV}$ ). Afin d'estimer l'importance de la définition de la diffusion, on compare les temps de fission obtenus avec la relation d'Einstein habituelle ( $5.27 \cdot 10^{-17}\text{s}$ ) et avec la relation modifiée ( $4.92 \cdot 10^{-17}\text{s}$ ). Ce calcul indique que le temps de fission diminue quand la diffusion augmente.

Même si la différence entre les temps est faible, un tel résultat est à première vue assez surprenant puisque la relation d'Einstein modifiée donne lieu à des composantes du tenseur de diffusion supérieures à celles de la relation d'Einstein habituelle ; on s'attend par conséquent à de plus violentes oscillations du noyau dans l'espace de déformation, donc à un temps de fission plus long. Cependant, c'est l'effet inverse qui est observé ici. Peut-on comprendre ce résultat ?

A chaque pas en temps, toute une distribution de noyaux disposant de plus ou moins d'énergie d'excitation (correspondant aux différentes trajectoires) est à prendre en compte. Cette énergie à la disposition du noyau au temps  $t$  dépend notamment de la trajectoire qu'il a suivi aux temps antérieurs. Avec la relation d'Einstein modifiée, c'est-à-dire avec des valeurs supérieures du coefficient de diffusion  $D$  et donc avec de plus grandes oscillations à travers le paysage énergétique, la distribution de l'énergie disponible est plus large que dans le cas de la relation d'Einstein habituelle (puisque celle-ci entraîne des oscillations moins importantes, donc des variations d'énergie plus faibles). Par ailleurs, le système doit franchir la barrière de fission : seules les trajectoires appartenant à la queue de la distribution d'énergie d'excitation y parviendront pour le noyau considéré dans le cas de la relation habituelle (5.1), alors qu'avec la relation modifiée (5.2) pas uniquement des trajectoires provenant de la queue de cette distribution franchissent la barrière, mais bien davantage en sont capables. Par conséquent, nous comparons en fait deux temps de fission qui ne sont pas rigoureusement comparables : pour  $D = \gamma T$  on ne tient compte pour calculer le temps de fission moyen que des trajectoires les plus excitées, c'est-à-dire d'une catégorie bien spécifique de trajectoires, alors que pour  $D = \gamma T^*$  pratiquement toutes les catégories de trajectoires sont prises en compte. Il s'agit donc ici d'être vigilant avant de conclure. Par ailleurs, l'émission de particules peut considérablement refroidir le système, de telle sorte que même pour  $D = \gamma T^*$  seules les trajectoires en queue de distribution participent à la fission et donc interviennent dans le calcul du temps de fission

moyen. Ainsi, il est préférable d'attendre l'étude incluant l'émission de particules avant d'échaffauder une conclusion hâtive quant à l'influence de la diffusion sur le temps de fission.

Néanmoins, la différence faible de l'ordre de 7% entre les temps de fission calculés à l'aide des relations (5.1) et (5.2) indique un impact probablement négligeable de la définition de la diffusion sur la dynamique de la fission symétrique même pour une énergie aussi faible que celle considérée dans cet exemple du  $^{227}\text{Pa}$ . En fait, la figure 5.7 montre que pour une température de l'ordre de 0.77 MeV, comme c'est le cas ici dans l'état initial, les deux définitions donnent lieu à des valeurs proches de la diffusion ; mais n'omettons pas le fait que la température est susceptible de diminuer le long de la trajectoire de fission de telle sorte que la définition de la diffusion prenne davantage d'importance.

## 5.5 Conclusion

Cette première approche de la dynamique de la fission, dans un espace bidimensionnel de déformation dans le cadre d'un traitement purement macroscopique et sans émission de particules, nous a permis d'étudier l'influence sur le temps de fission d'un certain nombre de caractéristiques de notre modèle telles que :

- le paramètre  $h$  d'étranglement (ou col nucléaire),
- la possibilité de formes triaxiales,
- la (non) validité de la relation d'Einstein.

Nous pouvons conclure de l'ensemble de cette étude que la multipolarité de la paramétrisation de la surface nucléaire, la dimensionnalité des équations de Langevin, des considérations de non-axialité et la définition de la diffusion n'ont toutes qu'un effet relativement faible sur le temps de fission symétrique moyen. La corrélation intuitive entre temps de fission et multiplicité de particules de pré-scission suppose par conséquent un impact



plutôt faible de ces paramètres sur les multiplicités de particules légères de pré-scission. Un tel résultat renforce la confiance que nous avons déjà (vu l'accord satisfaisant avec l'expérience présenté dans la section 4.1) dans les résultats obtenus par le modèle unidimensionnel LMS.

Par ailleurs, cette étude préliminaire, pour laquelle nous avons comme point de référence le modèle unidimensionnel LMS, a été pour nous un *test* de notre résolution des équations de Langevin dans un espace bidimensionnel. Elle atteste que les prescriptions utilisées pour le calcul des coefficients de transport, mais surtout la paramétrisation choisie pour décrire la surface, sont adaptées au processus dynamique que nous souhaitons étudier. A titre d'exemple, toutes les trajectoires aboutissent bien dans la vallée de fission symétrique, aucune ne se *perd* dans le paysage, ce qui semble bien indiquer que l'espace de déformation est adéquat. On rappelle ici le fait qu'un bon nombre de modèles sont par contre contraints à considérer aux limites de leur espace de déformation un "mur de potentiel", c'est-à-dire qu'ils y construisent artificiellement une barrière énergétique de sorte que le système ne puisse évoluer vers des configurations de forme "non physiques" au lieu de se diriger vers la vallée de fission [45] (cf. discussion de la section 2.1). Il faut souligner le risque que peut entraîner une telle démarche, notamment sur les résultats de temps de fission qui seront fonction de la paramétrisation adoptée pour ce "mur de potentiel". La nécessité de recourir à cette prescription dépend des coordonnées de déformation choisies ainsi que du noyau à traiter. Dans notre modèle, aucun artéfact de ce genre n'est nécessaire comme nous le suggérons déjà dans la section 2.1.

Malgré l'intérêt de cette étude, nous devons garder à l'esprit que la dynamique de la fission est un peu plus complexe. En effet, elle entre en compétition avec une éventuelle évaporation de particules le long du chemin de déformation (et ceci d'autant plus que le système est excité puisque que les probabilités d'émission augmentent avec l'énergie d'excitation comme nous l'avons constaté à l'aide de la figure 2.6). Ce processus d'évaporation

peut refroidir le système allant même jusqu'à exclure une scission du noyau qui ne possède plus suffisamment d'énergie pour franchir la barrière. Comme nous l'avons souligné dans la section 5.4, il s'agit donc de rester prudent quant à certaines conclusions faites sans tenir compte de la compétition fission-évaporation. Par ailleurs, à basse énergie, les effets quantiques interviennent et peuvent considérablement changer la donne via les modifications dont ils peuvent être responsables dans le paysage énergétique. De plus, du fait justement de la prise en compte de ces corrections microscopiques, peut-être que certaines approximations faites dans ce chapitre, et notamment concernant la multipolarité de la paramétrisation du noyau, ne seront plus valables. La prise en compte de tous ces phénomènes (émission de particules et corrections microscopiques) va faire l'objet de notre prochain chapitre dans lequel nous allons étudier leur influence sur la dynamique de la fission.



# Chapitre 6

## FISSION ASYMETRIQUE

Dans les chapitres précédents, nous avons traité la dynamique du mécanisme de fission en nous limitant à une description macroscopique du paysage énergétique ce qui restreignait notre étude à la fission symétrique. Une telle approche est adaptée pour des noyaux fortement excités ( $T \geq 2 - 3$  MeV) pour lesquels les effets quantiques sont négligeables (cf. section 3.2.6).

Depuis une dizaine d'années, un nombre considérable de campagnes expérimentales ont été menées à basse énergie d'excitation (notamment dans le but de la synthèse d'éléments superlourds) exhibant la fission multimodale (coexistence des modes de fission symétrique et asymétrique(s)). On se propose dans ce chapitre de généraliser notre approche à la fission asymétrique dans le cadre du modèle bidimensionnel présenté dans la section 2.5. Il sera plus particulièrement intéressant d'étudier l'influence de différentes prescriptions (définition de la diffusion, de la friction, traitement des corrélations d'appariement, paramétrisation du champ moyen, etc) adoptées dans notre théorie sur les sections efficaces, les distributions de masse des fragments de fission et les multiplicités de particules de pré-scission qui sont les quantités mesurées expérimentalement.

## 6.1 Aspects statiques

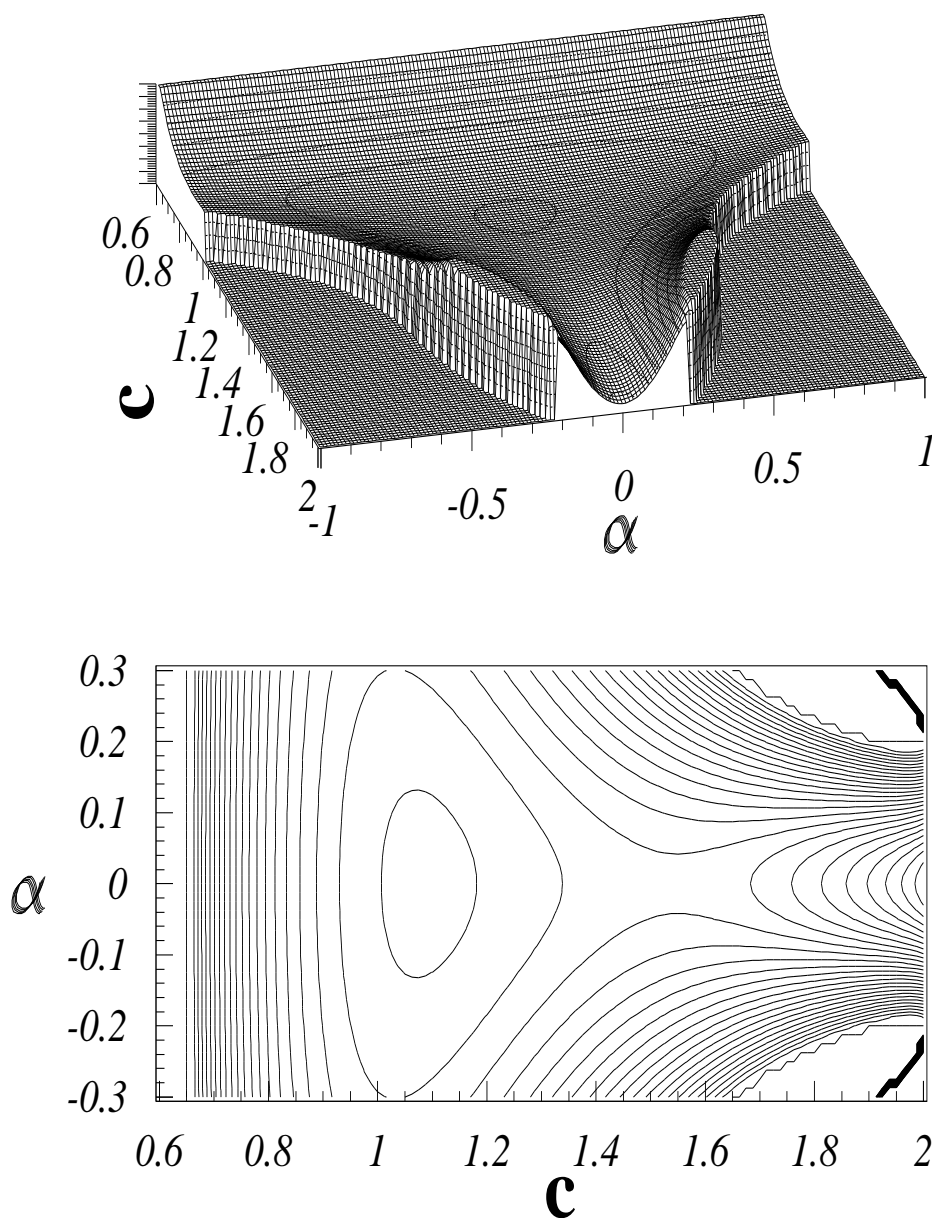
Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, une paramétrisation purement macroscopique du paysage énergétique  $(c, \alpha)$  conduit à la présence d'une unique vallée de fission, vallée évidemment symétrique comme il l'est rappelé sur la figure 6.1. Pour rendre compte de la présence éventuelle de fission asymétrique, un modèle énergétique plus réaliste doit être utilisé, c'est-à-dire un paysage d'énergie potentielle qui tienne compte des effets microscopiques. On choisit de déterminer cet espace énergétique suivant la théorie présentée dans le chapitre 3, soit en faisant usage des approches de Strutinsky et BCS pour la contribution quantique, la partie macroscopique étant donnée par le modèle la goutte liquide de Myers et Świątecki dépendant de la température.

A l'aide des figures 6.1 et 6.2, on compare les paysages énergétiques obtenus sans et avec corrections microscopiques pour le noyau de  $^{227}\text{Pa}$  doté d'une énergie d'excitation totale (thermique et rotationnelle)  $E_{tot}^*$  de 26 MeV et d'un moment angulaire  $L$  de  $60\hbar$ . Dans le modèle purement semi-classique, on observe en parcourant le paysage de déformation un seul puits d'énergie minimale correspondant à un noyau symétrique proche de la sphéricité ( $c = 1.108, \alpha = 0.0$ ) (cet état fondamental n'est pas exactement sphérique du fait du moment angulaire non nul) et une unique vallée de fission qui est symétrique ( $\alpha = 0$ ) (cf. figure 6.1). Par contre, la prise en compte des corrections de couche et d'appariement exhibe la présence d'un minimum stable déformé du noyau de  $^{227}\text{Pa}$  pour une déformation ( $c = 1.233, \alpha = 0.0$ ) : le  $^{227}\text{Pa}$  n'est pas sphérique dans son état fondamental, mais de configuration légèrement prolata (cf. figure 6.2). Par ailleurs, plusieurs vallées de fission asymétriques apparaissent clairement.

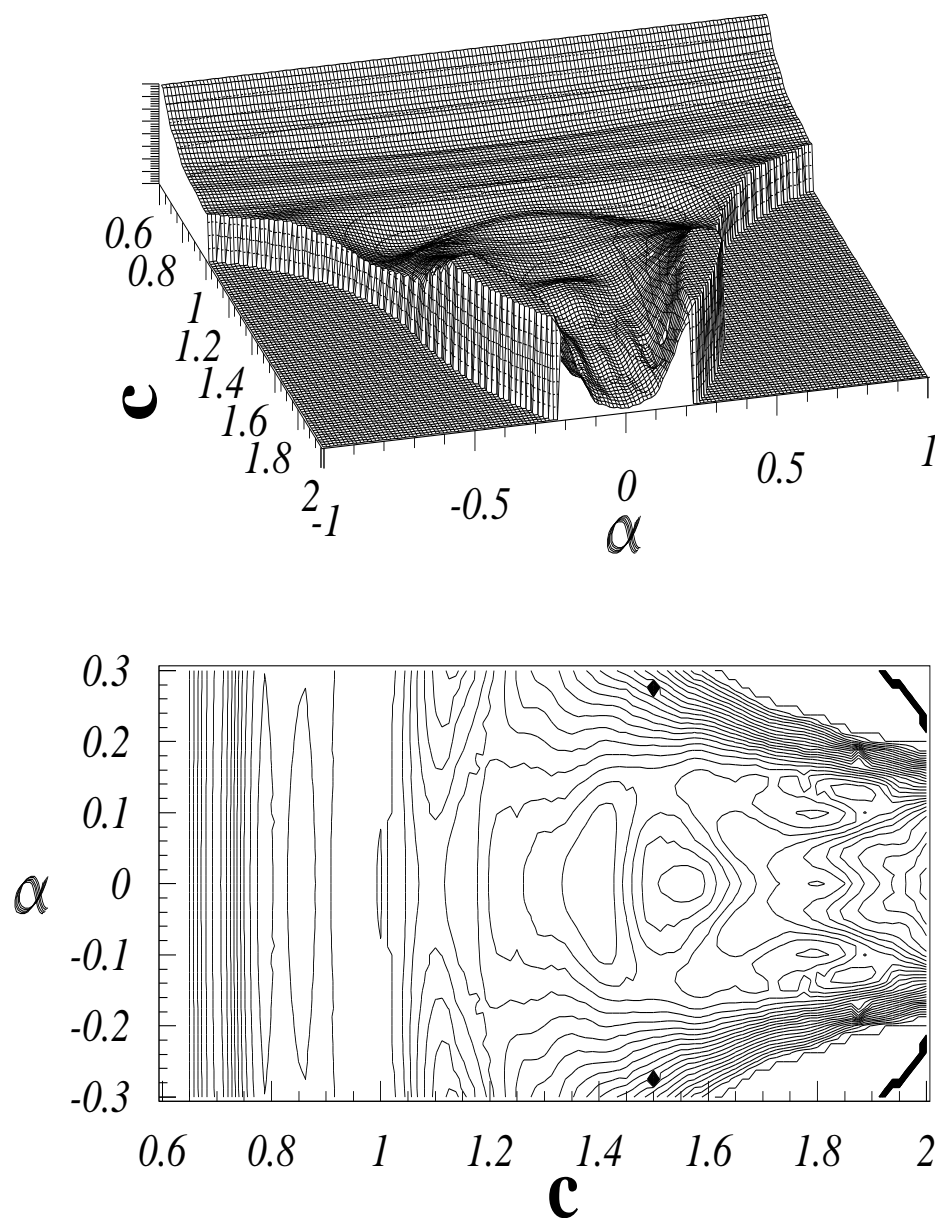
L'analyse d'un tel paysage énergétique ne permet évidemment pas de conclure quant au processus dynamique de fission associé au  $^{227}\text{Pa}$ , la résolution des équations de Langevin est nécessaire pour cela. Néanmoins, quelques remarques intéressantes peuvent être faites à partir de ces seules considérations énergétiques. Les vallées asymétriques observées au-

tour de  $\alpha \approx \pm 0.05$  sur la figure 6.2 correspondraient à un couple de fragments de fission de masses 132 et 95; celles autour de  $\alpha \approx \pm 0.125$  laissent imaginer une fission en un couple de fragments très asymétriques de masses 160 et 67. Ces différentes vallées sont plus clairement visibles sur la figure 6.3 où l'on considère une coupe de la représentation bidimensionnelle de la figure 6.2 : on y donne l'évolution de l'énergie du système en fonction du paramètre d'asymétrie  $\alpha$  le long de la ligne de scission  $c = c_{g\acute{e}om}$  (on rappelle ici que cette ligne correspond aux valeurs de  $c$ , fonction alors du paramètre d'asymétrie  $\alpha$ , pour lesquelles on a scission géométrique du noyau, c'est-à-dire que le système ne peut plus être compact étant donné les valeurs prises par  $c$  et  $\alpha$ ). Si on compare les profondeurs des différentes vallées présentes, la fission asymétrique avec  $\alpha \approx \pm 0.05$  semble favorisée par rapport à la fission symétrique et la scission très asymétrique à  $\alpha \approx \pm 0.125$ .

Cependant, il s'agit de rester prudent avec de telles conclusions. Effectivement, sous l'effet de la force aléatoire par exemple, le noyau composé peut être projeté dans des régions de l'espace de déformation et gagner suffisamment d'énergie pour franchir les barrières aussi bien symétrique qu'asymétriques. De plus, les masses finales des fragments sont fonction de l'éventuelle émission de particules. La diversité des facteurs intervenant dans le problème dynamique ainsi que leurs corrélations rendent donc difficile toute conclusion préalable.

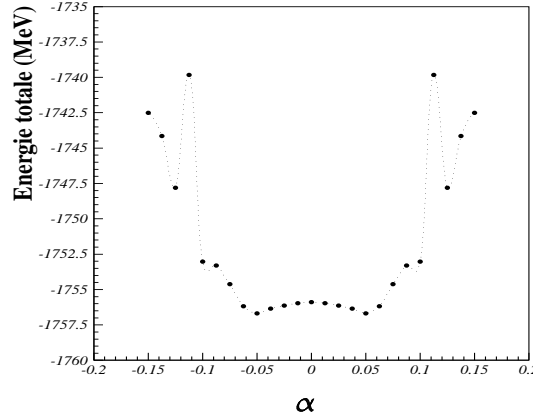


**Figure 6.1** : Energie de déformation semi-classique dans l'espace des paramètres de Funny-Hills ( $c, \alpha$ ) pour le noyau composé de  $^{227}\text{Pa}$  ( $E_{tot}^* = 26 \text{ MeV}$  et  $L = 60\hbar$ ).



**Figure 6.2 :** Identique à la figure 6.1 mais avec prise en compte des corrections microscopiques.





**Figure 6.3 :** Energie de déformation de la figure 6.2 en fonction du paramètre d'asymétrie  $\alpha$  le long de la ligne de scission géométrique (coupe transversale de la figure 6.2).

## 6.2 Dynamique sans émission

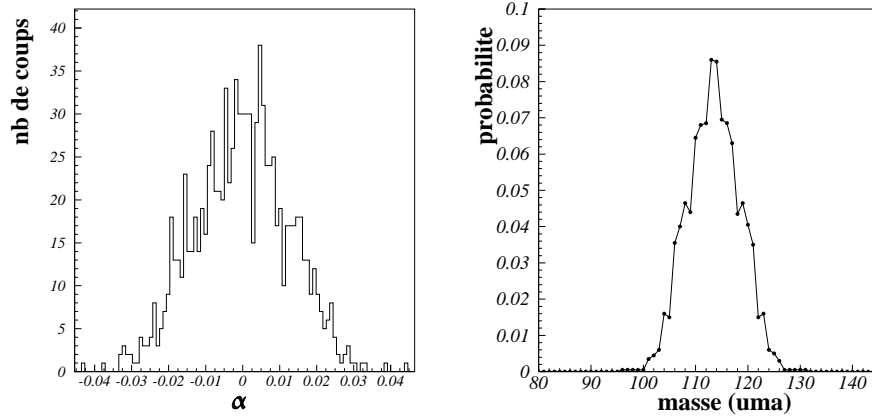
Dans un premier temps, nous ne tenons pas compte de l'émission éventuelle de particules le long du chemin de fission, mais étudions uniquement l'aspect dynamique du problème donné par les équations de Langevin (2.28). Il s'agit donc ici d'une étude similaire à celle menée dans le chapitre 5 mais avec une prise en compte éventuelle des effets microscopiques. Le système traité dans cette partie correspond au noyau composé de  $^{227}\text{Pa}$  d'énergie d'excitation totale  $E_{tot}^* = 26 \text{ MeV}$  et de moment angulaire  $L = 60\hbar$ .

### 6.2.1 Paramétrisation du paysage énergétique

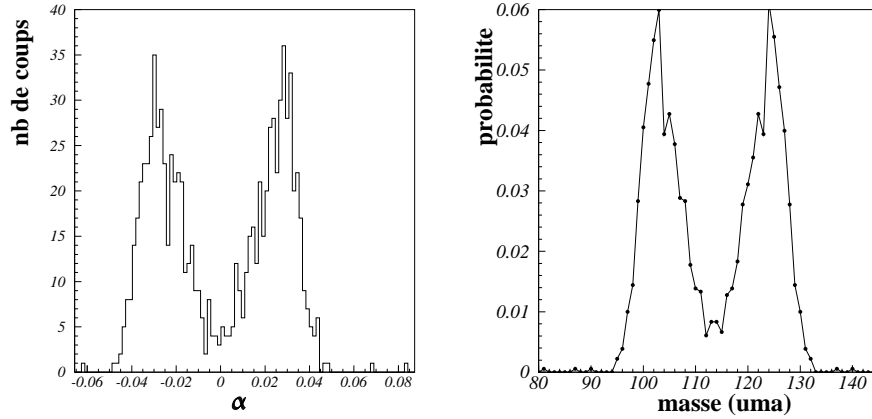
Comparons tout d'abord quelques résultats obtenus avec et sans prise en compte des effets microscopiques.

Sur la figure 6.4 on représente la distribution du paramètre de déformation  $\alpha$ , c'est-à-dire la distribution de l'asymétrie présentée par le noyau composé lorsqu'il scissionne, et

la distribution de masse correspondante des fragments de fission dans le simple modèle de la goutte liquide (absence d'effets quantiques). Les mêmes distributions sont tracées sur la figure 6.5 mais en ayant inclus les effets de couche et d'appariement à la surface énergétique.



**Figure 6.4 :** Distributions du paramètre de déformation  $\alpha$  (gauche) et de masse des fragments de fission correspondants (droite) dans le cadre de la paramétrisation du LDM sans prise en compte des corrections microscopiques.



**Figure 6.5 :** Identique à la figure 6.4 mais avec prise en compte des corrections microscopiques.

On observe évidemment une distribution de masse symétrique dans le cas du modèle LD seul (cf. figure 6.4) ce qui est en accord avec le paysage énergétique présenté sur la figure 6.1. Par contre, la prise en compte des corrections microscopiques conduit à une distribution en masse asymétrique, la composante symétrique étant très faible (cf. figure 6.5). La distribution en  $\alpha$  à partir de laquelle elle a été évaluée présente des maxima pour  $\alpha \approx \pm 0.035$  ce qui ne correspond pas exactement à la valeur  $\alpha \approx \pm 0.05$  à laquelle on pouvait s'attendre à la vue du paysage énergétique de la figure 6.2. Par ailleurs, aucune contribution à  $\alpha \approx \pm 0.125$  n'est observée. Ainsi, comme nous l'avons souligné précédemment, on ne peut s'aventurer dans des conclusions hâtives à partir de seules considérations statiques sur le paysage énergétique ; la dynamique joue un rôle essentiel et on constate ici qu'elle est très sensible aux caractéristiques, aux "finesses", du paysage énergétique. En effet, malgré une différence en énergie faible de l'ordre de 0.5 MeV entre les configurations asymétrique  $\alpha \approx \pm 0.05$  et symétrique  $\alpha = 0.0$  (cf. figure 6.3), la distribution de masse résultante de la figure 6.5 privilégie fortement la voie asymétrique.

Avec la seule paramétrisation LD pratiquement toutes les trajectoires aboutissent à la scission du noyau, alors qu'avec les considérations microscopiques seuls 87.2% des noyaux composés fissionnent pour un moment angulaire  $L = 60\hbar$ . Par ailleurs, les temps moyens de fission sans et avec effets quantiques valent respectivement  $7.98 \cdot 10^{-17}$  s et  $16.19 \cdot 10^{-17}$  s. On comprend ces différences de probabilité et de temps de fission entre les deux approches énergétiques par l'augmentation de la hauteur de la barrière de fission en présence des corrections microscopiques. Cette augmentation peut s'observer sur les figures 6.1 et 6.2. En effet, la barrière de fission symétrique est de l'ordre de 0.4 MeV dans le modèle de la goutte liquide sans corrections quantiques alors qu'elle vaut près de 2.9 MeV si on tient compte de ces corrections. Par contre, la barrière de fission asymétrique est de 2.4 MeV dans le cas avec corrections, soit inférieure à 2.9 MeV qui est la hauteur de la barrière

symétrique correspondante. On comprend ainsi le fait qu'un mode de fission prédomine devant l'autre suivant la paramétrisation énergétique considérée. Ces comparaisons de hauteurs de barrière permettent également d'expliquer les différences de probabilités et de temps de fission : quelque soit le mode de fission (symétrique ou asymétrique), les barrières sont plus élevées dans le calcul avec effets quantiques ce qui conduit à une diminution de la probabilité de fission et à une augmentation du temps de fission.

### 6.2.2 Influence de la diffusion

L'énergie d'excitation totale de 26 MeV correspond pour notre système de moment angulaire  $L = 60\hbar$  à une température nucléaire  $T = 0.77$  MeV. Au regard de la figure 5.7 on constate pour cette valeur de  $T$  une différence faible, mais peut-être non négligeable, entre les relations d'Einstein habituelle (5.1) et modifiée (5.2). Dans le tableau 6.3 on compare les temps de fission moyens obtenus utilisant l'une ou l'autre définition de la diffusion.

	$V^{LD}$	$V^{LD} + \delta E_{micro}$
$D = \gamma T$	$7.98 \cdot 10^{-17}$ s	$16.19 \cdot 10^{-17}$ s
$D = \gamma T^*$	$6.20 \cdot 10^{-17}$ s	$12.21 \cdot 10^{-17}$ s

**Tableau 6.3** : Effet de la définition de la diffusion sur le temps de fission pour le paysage énergétique LD ( $V^{LD}$ ) et celui incorporant les effets quantiques ( $V^{LD} + \delta E_{micro}$ ).

On observe ce qu'on a déjà souligné dans la section 5.4 (où nous considérons le même système mais dans le cadre d'une description énergétique purement macroscopique) à savoir que le temps de fission diminue quand la diffusion augmente. Nous avons alors expliqué ce résultat par le fait que l'utilisation de la relation modifiée  $D = \gamma T^*$  conduit

à une diffusion plus importante et générant ainsi un plus grand nombre de trajectoires suffisamment énergétiques pour conduire à la fission.

### 6.3 Dynamique avec émission

Le long d'une trajectoire de fission, la prise en compte de l'émission de particules peut être primordiale. En effet, on veut décrire un noyau composé excité, en rotation et déformé, donc un noyau qui présente justement toutes les caractéristiques favorables à l'émission de particules. On se souvient que les probabilités d'émission augmentent avec l'énergie d'excitation, le moment angulaire et la déformation (cf. section 2.5.3). Par ailleurs, l'émission d'une particule modifie l'énergie d'excitation et le moment angulaire du noyau ce qui entraîne une augmentation de la barrière de fission et donc une diminution de la section efficace de fission. De plus, du fait de l'énergie et du moment angulaire plus faibles après l'évaporation d'une particule, le noyau composé présente d'autres valeurs des largeurs d'émission. On constate par conséquent une véritable interdépendance entre les caractéristiques ( $E^*$ ,  $L$ , déformation) du noyau et l'émission de pré-scission. L'évaporation de particules peut ainsi jouer un rôle non négligeable dans la description dynamique de la fission nucléaire. Dans cette section, nous allons tenter d'analyser ce rôle.

Les équations dynamiques de Langevin (2.28) sont maintenant couplées aux équations maîtresses gouvernant l'évaporation de particules (2.17) et nous nous proposons d'étudier l'influence de diverses prescriptions théoriques sur nos résultats de probabilités de fission, de temps de fission et de multiplicités de particules de pré-scission.

Le modèle d'évaporation utilisé dans notre approche est celui de Weisskopf qu'on sait être valable pour des noyaux émetteurs fortement excités. Par contre, l'utilisation de cette théorie pour des noyaux à basse énergie, comme c'est le cas dans notre configu-

ration expérimentale pour le  $^{227}\text{Pa}$  d'énergie d'excitation totale  $E_{tot}^* = 26$  MeV, nous semble relativement peu fiable (en effet, la prescription de Weisskopf prédit des probabilités d'émission de particules quasi nulles à 26 MeV d'excitation). Dans le chapitre 2 nous avons présenté une théorie d'évaporation de type Thomas-Fermi plus microscopique et peut-être alors plus adéquate à basse énergie. Etant donné que son développement est actuellement encore inachevé, pour le traitement des particules  $\alpha$  notamment, nous resterons malgré tout avec l'approche de Weisskopf dans la suite de ce chapitre.

Le système composé considéré dans cette partie va alors consister en un noyau de  $^{227}\text{Pa}$  d'énergie d'excitation totale  $E_{tot}^* = 56$  MeV et de moment angulaire  $L = 60\hbar$  : on choisit volontairement une énergie d'excitation plus élevée (56 MeV au lieu de 26 MeV) en raison du problème discuté ci-dessus, c'est-à-dire qu'on suppose une énergie pour laquelle le concept de Weisskopf est valable, de telle sorte à pouvoir étudier l'influence des divers paramètres sur les multiplicités de pré-scission. Dorénavant, tous les calculs présentés (sauf indication contraire) ont été réalisés pour ce système à 56 MeV et avec prise en compte de l'éventuelle évaporation de particules de long du chemin de fission.

### 6.3.1 Traitements uni- et bi-dimensionnels

Dans la section 5.2, nous avons conclu à des temps de fission comparables pour les traitements uni- et bi-dimensionnels dans une approche purement macroscopique (pas de prise en compte des effets quantiques) de la fission symétrique à 26 MeV et sans émission de particules. Nous avons alors émis l'hypothèse selon laquelle l'influence de la dimensionnalité des équations de Langevin sur les multiplicités de pré-scission devrait être faible. Nous nous proposons ici de vérifier cette affirmation en nous plaçant dans les mêmes conditions mais en incluant l'évaporation de particules.

Pour ce faire nous considérons une énergie plus élevée de 56 MeV (pour les raisons de validité du modèle de Weisskopf à basse énergie évoquées précédemment). Etant donné que nous ne nous intéressons qu'à la fission symétrique, les effets microscopiques sont

toujours encore omis. On compare alors les résultats des calculs uni- et bi-dimensionnels de fission symétrique pour un noyau de  $^{227}\text{Pa}$  à 56 MeV et  $60\hbar$  avec possibilité d'émission de particules.

Les valeurs des temps de fission obtenues sont les suivantes :

- $\bar{t}_{fission} = 2.38 \cdot 10^{-17}$  s pour des équations de Langevin à une dimension,
- $\bar{t}_{fission} = 2.34 \cdot 10^{-17}$  s pour des équations de Langevin à deux dimensions;

et les multiplicités de neutrons de pré-scission sont telles que :

- $M_n = 1.70$  pour des équations de Langevin à une dimension,
- $M_n = 1.81$  pour des équations de Langevin à deux dimensions.

L'hypothèse que nous avons échauffée dans la section 5.2 à partir des résultats de temps de fission se voit donc ici confirmée, à savoir que la dimensionnalité des équations dynamiques a une influence faible sur les multiplicités de pré-scission. Pour les systèmes à haute énergie d'excitation pour lesquels la fission symétrique prédomine, le modèle unidimensionnel LMS est par conséquent tout à fait approprié.

Remarquons qu'alors que le temps de fission à une dimension est très légèrement supérieur à celui obtenu par les équations bidimensionnelles, la multiplicité de pré-scission est légèrement plus faible. En fait, les temps de fission sont ici tellement proches (ils ne diffèrent que d'environ 2.2 %) qu'on ne peut s'attendre à une corrélation stricte avec les multiplicités. En réalité, les différences entre les temps de fission comme celles entre les multiplicités sont plutôt dues ici à la statistique.

Nous pouvons définitivement conclure à l'impact faible de la restriction du traitement à des équations de Langevin à une dimension pour la fission symétrique. Dans la suite, nous nous intéressons à différents modes de fission pour lesquels une étude **au moins** bidimensionnelle est nécessaire. Pour ce faire, une résolution d'un système d'équations à deux dimensions sera dorénavant toujours considérée, le traitement unidimensionnel

n'interviendra plus.

### 6.3.2 Influence des effets quantiques

Dans le tableau 6.4, on compare les probabilités, temps de fission et multiplicités de particules de pré-scission obtenus sans ( $V^{LD}$ ) et avec ( $V^{LD} + \delta E_{micro}$ ) prise en compte des effets microscopiques dans l'espace énergétique ( $c, \alpha$ ).

	$V^{LD}$	$V^{LD} + \delta E_{micro}$
$\sigma_{fission}/\sigma_{totale}(\%)$	99.8	98.5
$\bar{t}_{fission}(\times 10^{-17} s)$	2.335	3.275
$M_n$	1.806	2.153
$M_p$	0.010	0.006
$M_\alpha$	0.017	0.011

**Tableau 6.4 :** Influence des effets quantiques sur les probabilités ( $\sigma_{fission}/\sigma_{totale}$ ) et temps de fission ( $\bar{t}_{fission}$ ) ainsi que sur les multiplicités de pré-scission  $M_i$  pour le système de  $^{227}\text{Pa}$  ( $E_{tot}^* = 56 \text{ MeV}$ ,  $L = 60\hbar$ ).

Comme dans le cas sans émission de particules (cf. section 6.2.1), on observe en présence des effets de couche une diminution de la section efficace de fission et une augmentation du temps de fission du fait de la barrière de fission plus élevée.

Alors que la multiplicité de neutrons de pré-scission est plus importante avec corrections microscopiques, les multiplicités de particules chargées sont plus faibles. Comment comprendre un tel résultat ? Les neutrons sont émis tout au long du processus de fission et leur probabilité d'émission augmente avec la déformation (cf. figure 2.7). Il en résulte que leur multiplicité de pré-scission est directement liée au temps de fission : plus il est élevé, plus

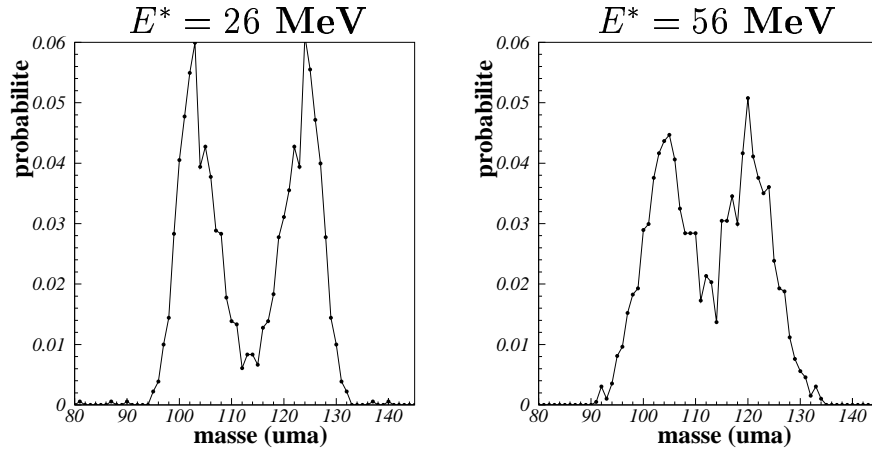


le système a de temps pour émettre des neutrons ; la différence des temps de fission peut donc expliquer celle des multiplicités de neutrons de pré-scission. Les particules chargées, quant à elles, du fait de la répulsion coulombienne, sont principalement émises par des noyaux relativement déformés donc vers la fin de la trajectoire de fission, à condition évidemment que le système, compte tenu de l'émission antérieure de neutrons, possède encore suffisamment d'énergie pour émettre ce type de particules (ce qui est tout à fait concevable puisque le noyau peut gagner de l'énergie lors de sa descente le long de la vallée de fission). Par ailleurs, comparant le gradient de potentiel pour la vallée symétrique dans le cas sans corrections quantiques et celui de la vallée asymétrique pour le cas avec effets de couche, on constate que le premier est inférieur au second : le temps mis par le système entre le point selle et le point de scission est donc probablement plus court avec corrections microscopiques. On peut alors supposer que le système dispose de moins de temps pour émettre des particules lorsqu'il présente les configurations déformées les plus favorables à l'émission de particules chargées. La diminution du temps entre le point selle et le point de scission symétriques lorsque les effets microscopiques interviennent expliquent alors la diminution des multiplicités des particules chargées.

Dans la suite, nous allons nous concentrer uniquement sur la compétition entre fission symétrique et asymétrique : tous les paysages énergétiques considérés incorporeront donc les effets microscopiques.

### 6.3.3 Effets de l'énergie d'excitation thermique et du moment angulaire

A l'aide de la figure 6.6, on compare les distributions de masse des fragments de fission pour deux valeurs de l'énergie d'excitation totale (et donc thermique car le moment angulaire  $L = 60\hbar$  est le même dans les deux calculs) : 26 MeV et 56 MeV.

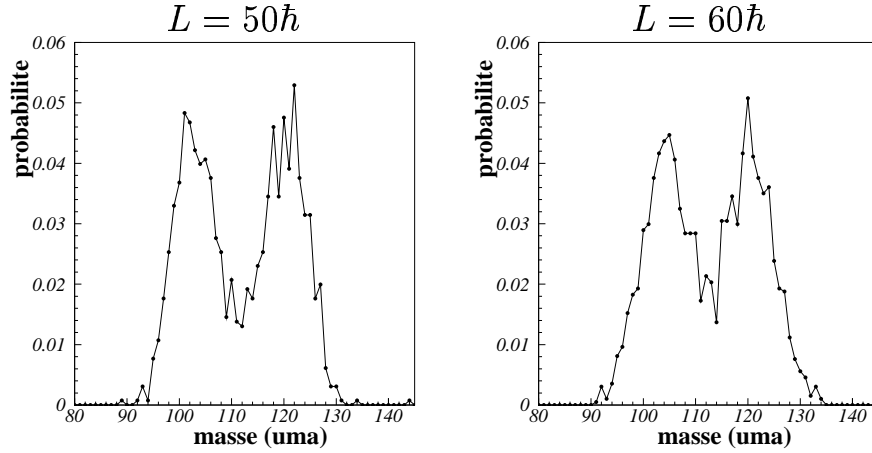


**Figure 6.6** : Distributions de masse des fragments de fission pour 2 énergies d'excitation totales  $E_{tot}^*$  différentes du noyau composé de  $^{227}\text{Pa}$  de moment angulaire  $L = 60\hbar$ .

Dans les deux cas, la fission asymétrique prédomine, mais on constate une augmentation de la contribution symétrique avec l'énergie d'excitation ce qui s'explique par la disparition des effets de couche et d'appariement avec la température du noyau (cf. relation (3.45)) et par l'augmentation de la diffusion. En effet, une température plus élevée entraîne une diffusion plus importante comme l'indique la relation (2.5) et avec elle de plus amples oscillations du système lui permettant d'explorer davantage les différentes régions du paysage énergétique. Ceci autorise le noyau à passer plus aisément d'une vallée de fission à une autre (par exemple de la vallée asymétrique vers la vallée symétrique). La disparition des effets quantiques avec la température s'accompagne également d'une diminution de la hauteur de la barrière de fission donc d'une augmentation de la probabilité de fission et d'une diminution du temps de fission.

L'impact du moment angulaire est étudié sur la figure 6.7 pour une énergie d'excitation totale  $E_{tot}^* = 56 \text{ MeV}$ . Du fait de la diminution de la barrière de fission quand le moment angulaire augmente, les conclusions sont les mêmes que celles citées pour une

augmentation de l'énergie d'excitation thermique  $E^*$ . A énergie d'excitation totale  $E_{tot}^*$  constante, l'énergie thermique  $E^*$  diminue quand  $L$  augmente. Or, nous venons de voir que la fission symétrique augmente quand  $E^*$  augmente, les figures 6.6 et 6.7 seraient alors en contradiction. En fait, lorsque le moment angulaire croît, il semble que, du moins dans le cas présent, l'effet lié à l'augmentation correspondante de la force centrifuge l'emporte sur l'influence de la diminution de l'énergie d'excitation thermique. Une telle prédominance de l'influence de la rotation par rapport à l'effet thermique n'est pas évidente a priori, une "balance" (qui peut s'avérer non triviale) entre les deux phénomènes est en général à considérer.



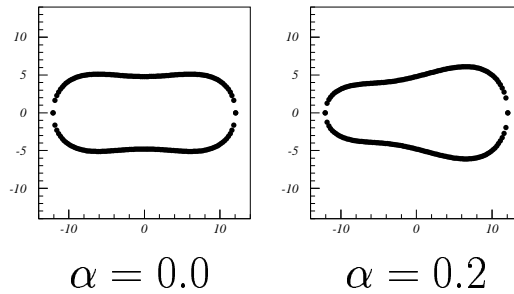
**Figure 6.7** : Distributions de masse des fragments de fission pour 2 moments angulaires différents du noyau composé de  $^{227}\text{Pa}$  d'énergie d'excitation totale  $E_{tot}^* = 56$  MeV.

### 6.3.4 Corrections quantiques à grande déformation

Lors de la présentation des effets microscopiques, nous avons émis dans la section 3.2.5 un doute quant à la fiabilité, pour les déformations extrêmes, des corrections de couche telles que nous les avons calculées par la méthode de Strutinsky utilisant une base à un

seul centre.

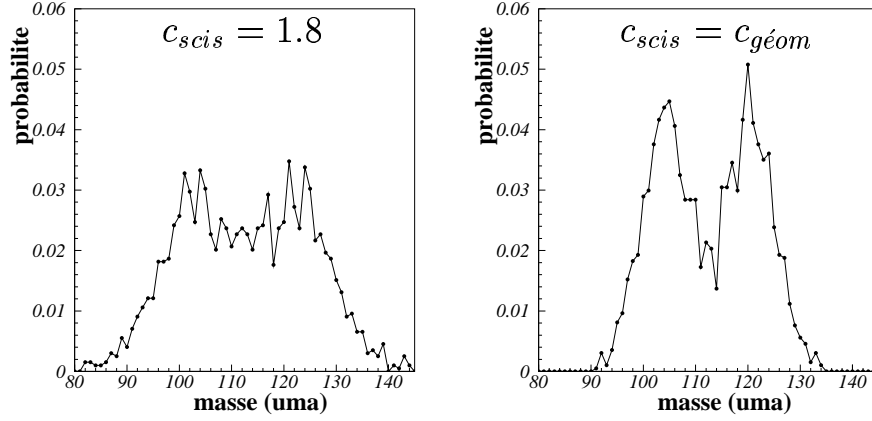
Deux types de résolution des équations de Langevin sont alors envisagés. Dans le premier cas, le calcul dynamique est mené jusqu’au point de scission “géométrique”  $c_{geom}$  qui correspond à la valeur limite de l’élongation  $c$  pour laquelle le noyau est tout juste encore compact (cette valeur limite dépend de  $\alpha$  mais est toujours supérieure à  $c = 2.0$ ). Dans le second cas, les calculs dynamiques sont stoppés dès que  $c \geq 1.8$  considérant qu’à ce moment-là le noyau fissionne. Comme on peut le constater sur la figure 6.8, cette valeur de  $c = 1.8$  correspond à des formes relativement allongées et pour lesquelles on commence déjà à deviner les futurs fragments de fission. En effet, il a été montré que la distribution de masse est déjà plus ou moins définie bien avant le point de scission géométrique [50, 51, 52].



**Figure 6.8 :** Configurations de forme de la surface nucléaire relatives à un paramètre de déformation  $c = 1.8$  pour deux valeurs différentes de l’asymétrie  $\alpha$ .

Les distributions de masse correspondant à ces deux calculs sont tracées sur la figure 6.9. Malgré les mêmes positions de leurs maxima, on observe que la forme des distributions dépend fortement de la définition du point de scission. Pour le point de scission  $c_{scis} = 1.8$ , on note une composante symétrique bien plus conséquente que si on poursuit les calculs dynamiques jusqu’au point de scission géométrique  $c_{scis} = c_{geom}$ . Cette différence se comprend aisément à la vue du paysage énergétique de la figure 6.2 où on observe un nombre

bien plus important de minima locaux (donc voies de fission probables) pour  $c = 1.8$  dans la direction du paramètre  $\alpha$  que le long de la ligne de scission géométrique pour laquelle essentiellement deux vallées asymétriques bien marquées au voisinage de  $\alpha \approx \pm 0.05$  sont présentes. Par ailleurs, pour  $c$  légèrement à 1.8, le paysage énergétique est relativement “plat” ce qui entraîne la possibilité d’un bon nombre de voies de fission différentes.



**Figure 6.9 :** Distributions de masse des fragments de fission en fonction du point de scission  $c_{scis}$  considéré pour le noyau composé de  $^{227}\text{Pa}$  ( $E_{tot}^* = 56 \text{ MeV}$ ,  $L = 60\hbar$ ).

Etant donné nos hésitations (exprimées dans la section 3.2.5) à utiliser la méthode de Strutinsky avec une base à un centre à très grande déformation et les résultats ci-dessus, nous proposons deux alternatives pour tenter de palier à ce problème et pouvoir définir un paysage énergétique avec effets microscopiques mais pour lequel ces corrections ne sont pas calculées, à très grande déformation, de manière explicite.

### Première approche : corrections constantes à grande déformation

Le long de sa trajectoire de fission, dès lors qu’il présente une élongation suffisamment importante, le noyau composé devrait laisser en partie déjà deviner l’asymétrie des

fragments au point de scission. Dans cet ordre d'idées, nous avons déterminé le paysage énergétique  $(c, \alpha)$  par la méthode de Strutinsky avec une base à un seul centre mais uniquement pour  $c \leq 1.8$  qui correspond, comme nous l'avons déjà dit, à une élongation conséquente. Puis, on fait l'approximation de prendre ces effets quantiques comme constants et égaux à ceux obtenus pour  $c = 1.8$  et ceci jusqu'au point de scission géométrique  $c_{g\acute{e}om}$ . En d'autres termes :

$$\forall \alpha, \quad V(c, \alpha) = \begin{cases} V^{LD}(c, \alpha) + \delta E_{micro}(c, \alpha) & \forall c \leq 1.8 \\ V^{LD}(c, \alpha) + \delta E_{micro}(c = 1.8, \alpha) & \forall c > 1.8 \end{cases}$$

### Seconde approche : interpolation entre $c = 1.8$ et $c_{g\acute{e}om}$

On considère que les fragments de fission formés au point de scission sont *sphériques*. Pour chaque valeur de  $\alpha$ , on détermine les masses correspondantes des fragments de fission, c'est-à-dire les valeurs  $A_1$  et  $A_2$  pour chaque couple  $(c_{g\acute{e}om}, \alpha)$ . On impose ensuite que les deux fragments aient le même rapport  $N/Z$  qui est aussi celui du noyau composé dont ils sont issus. Ceci est toujours possible car si  $A$ ,  $N$  et  $Z$  sont respectivement le nombre de nucléons, de neutrons et de protons du noyau composé fissionnant et  $A_i$ ,  $N_i$  et  $Z_i$  les nombres correspondants pour le fragment  $i = \{1, 2\}$ , alors on a :

$$\frac{N_1}{Z_1} = \frac{N}{Z} \quad \implies \quad \frac{N_2}{Z_2} = \frac{N_1}{Z_1} = \frac{N}{Z} .$$

Les corrections microscopiques au point de scission géométrique  $c_{g\acute{e}om}$  sont finalement estimées comme la somme des corrections relatives aux deux fragments supposés sphériques, c'est-à-dire :

$$\delta E_{micro}(N, Z; c_{g\acute{e}om}, \alpha) = \delta E_{micro}(N_1, Z_1; c = 1, \alpha = 0) + \delta E_{micro}(N_2, Z_2; c = 1, \alpha = 0) \quad \forall \alpha$$

Enfin, le paysage énergétique entre  $c = 1.8$  et  $c_{g\acute{e}om}$  est obtenu par interpolation linéaire des effets microscopiques entre la correction calculée pour  $(c = 1.8, \alpha)$  et la somme des corrections relatives à deux fragments sphériques (expression précédente) pour  $(c_{g\acute{e}om}, \alpha)$  et ceci quelque soit  $\alpha$ .

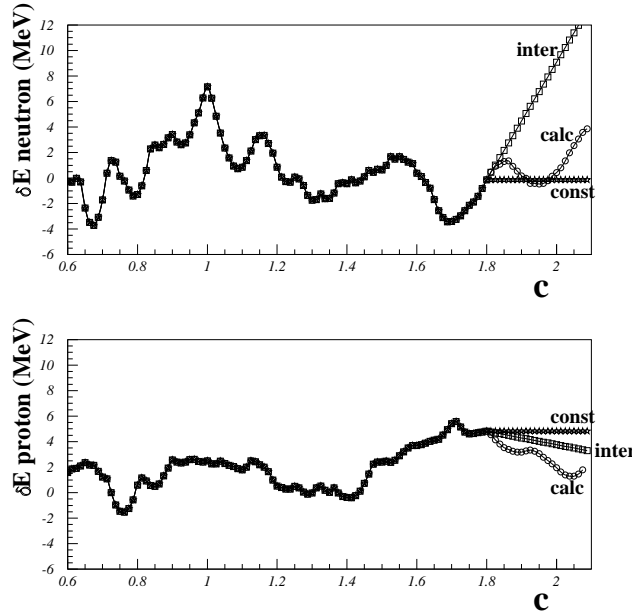
### Comparaisons des différentes méthodes en terme d'énergie

On présente sur la figure 6.10 les énergies de corrections microscopiques neutron et proton obtenues le long de la vallée de fission symétrique ( $\alpha = 0$ ), soit :

$$\delta E_{micro}(c, \alpha=0) = f(c)$$

pour les trois approches considérées, c'est-à-dire :

- calcul explicite des effets microscopiques jusqu'au point de scission géométrique  $c_{geom}$  (*calc*),
- corrections microscopiques prises constantes pour  $c \geq 1.8$  (*const*),
- corrections microscopiques interpolées entre  $c = 1.8$  et  $c_{geom}$  (*inter*).



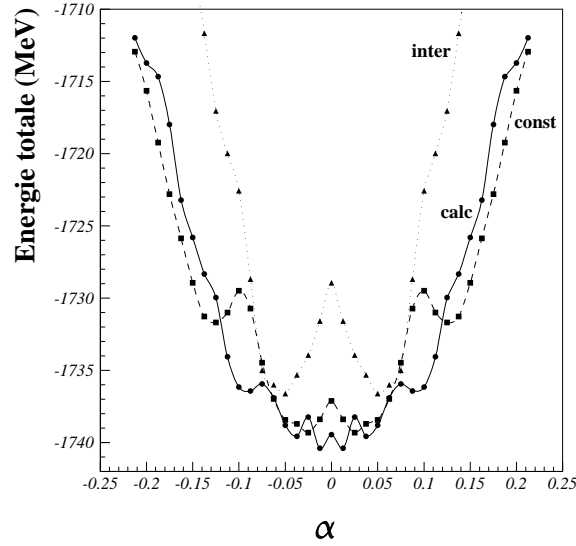
**Figure 6.10 :** Comparaison des 3 méthodes (détaillées dans le texte) de calcul des corrections microscopiques neutron et proton en fonction du paramètre de déformation  $c$  le long de la vallée de fission symétrique ( $\alpha = 0$ ).

On observe que la prescription faisant intervenir une interpolation conduit à une fonction  $f(c)$  à dérivée continue ce qui nous incite à penser que cette alternative de calcul des effets quantiques à grande déformation pourrait être intéressante.

La figure 6.11 donne l'évolution de l'énergie totale avec le paramètre d'asymétrie  $\alpha$  le long de la ligne de scission géométrique, soit :

$$V^{LD}(c_{g\acute{e}om}, \alpha) + \delta E_{micro}(c_{g\acute{e}om}, \alpha) = g(\alpha)$$

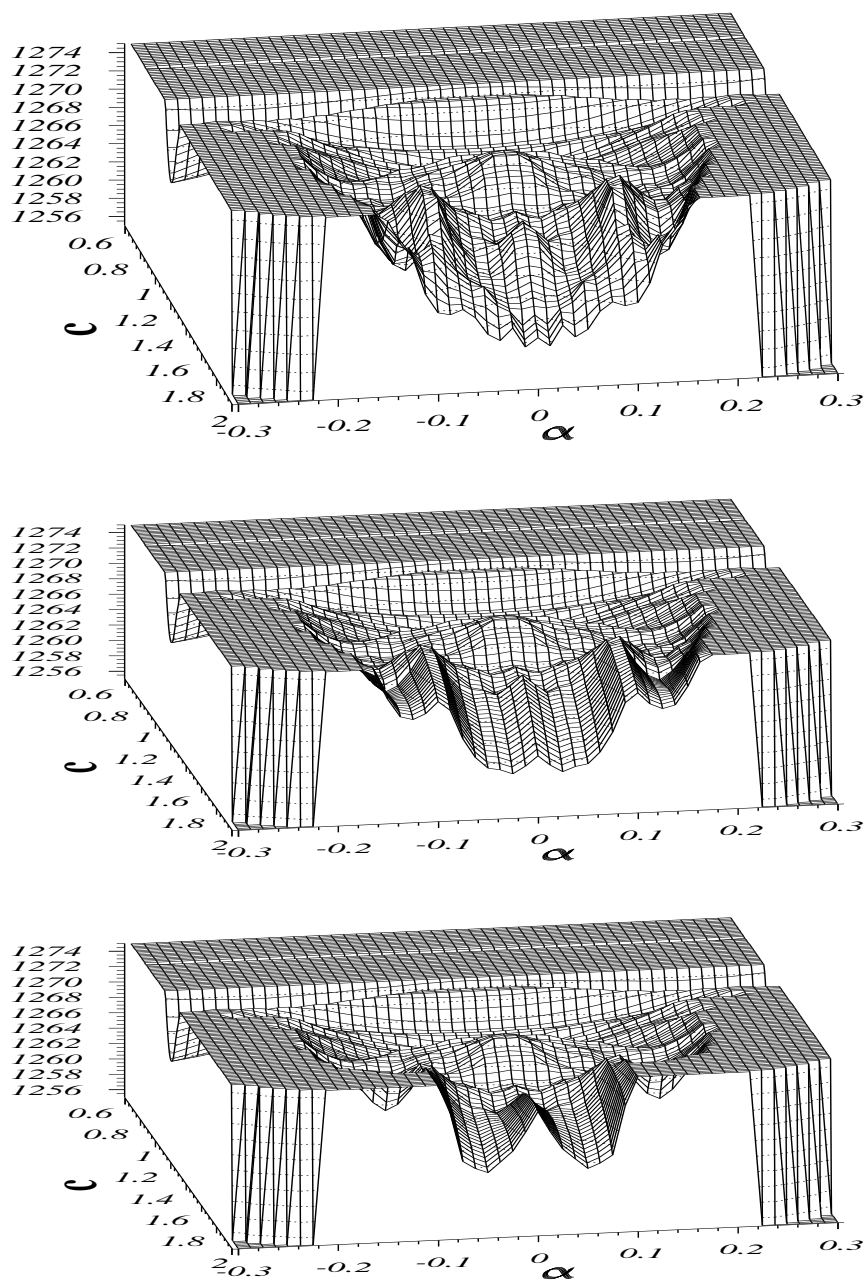
pour les trois approches. Notons les positions différentes des vallées asymétriques suivant la prescription adoptée pour le calcul des effets quantiques.



**Figure 6.11** : Variation de l'énergie totale ( $V^{LD} + \delta E_{micro}$ ) en fonction du paramètre d'asymétrie  $\alpha$  le long de la ligne de scission géométrique  $c = c_{g\acute{e}om}(= c_{g\acute{e}om}(\alpha))$ .

Enfin, les paysages énergétiques  $(c, \alpha)$  complets sont représentés sur la figure 6.12 pour les différentes approches.



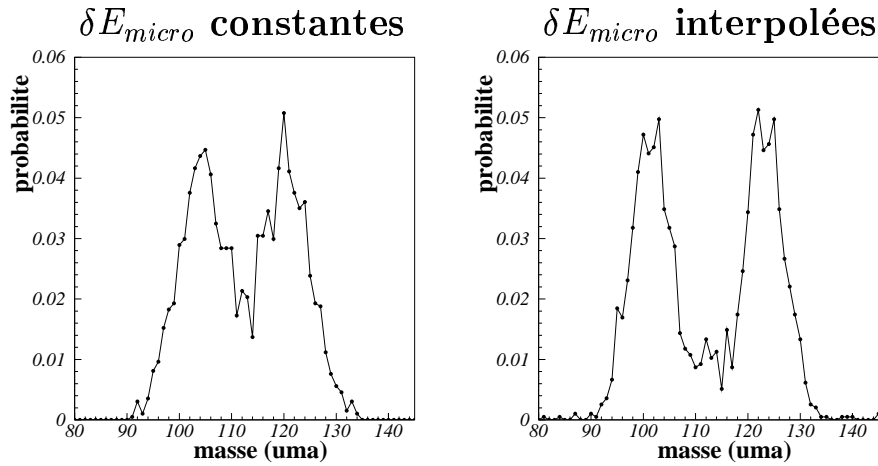


**Figure 6.12 :** Energie totale de déformation ( $V^{LD} + \delta E_{micro}$ ) dans l'espace des paramètres de Funny-Hills ( $c, \alpha$ ) pour les 3 méthodes de calcul des corrections microscopiques : *calc* correspond à la figure du haut, *const* à la figure intermédiaire et *inter* à celle du bas.

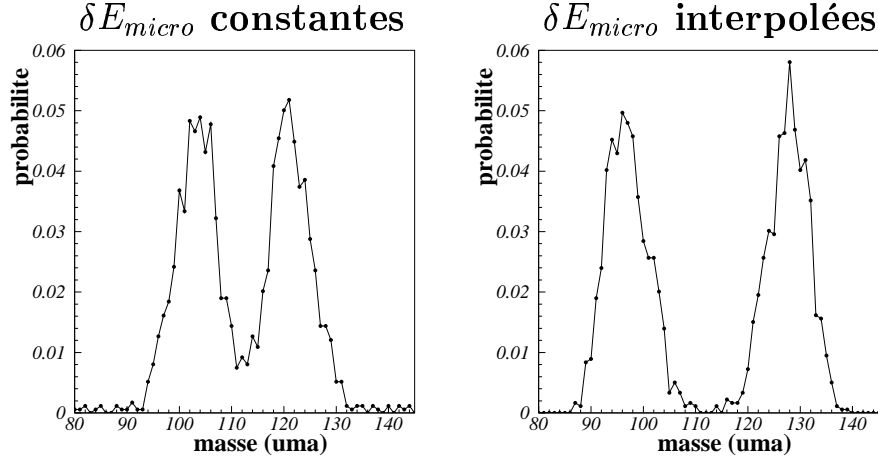
### Effets des différentes approches énergétiques sur la dynamique

On se propose de comparer les distributions de masse obtenues à l'aide des deux nouvelles méthodes de calcul énergétique ( $\delta E_{micro}$  constantes et  $\delta E_{micro}$  interpolées) que l'on vient d'exposer.

Pour un moment angulaire  $L = 60\hbar$ , une énergie d'excitation totale  $E_{tot}^* = 56$  MeV du noyau composé de  $^{227}\text{Pa}$  correspond à une température nucléaire d'environ 1.52 MeV. Pour une telle température, il est généralement admis que les corrections d'appariement sont négligeables et seuls subsistent les effets de couche. Néanmoins, au cours de l'évolution du système, cette température est susceptible de diminuer substantiellement du fait de la perte d'énergie du noyau (principalement à cause de l'émission de particules). Il est alors possible que les corrélations d'appariement ne soient plus négligeables. Vue la discussion qui existe dans la littérature quant à la température critique au-delà de laquelle les corrélations d'appariement disparaissent (cf. section 3.2.6), nous avons jugé utile d'effectuer les calculs dynamiques avec et sans prise en compte de l'appariement. Ceci nous permettra également d'étudier l'importance de ces contributions.



**Figure 6.13 :** Distributions de masse des fragments de fission pour 2 méthodes de calcul des corrections microscopiques (voir texte) avec prise en compte des effets d'appariement pour le noyau composé de  $^{227}\text{Pa}$  ( $E_{tot}^* = 56$  MeV,  $L = 60\hbar$ ).



**Figure 6.14** : Distributions de masse des fragments de fission identiques à celles de la figure 6.13 mais sans prise en compte des effets d'appariement.

$\delta P \neq 0$	$\delta E_{micro}$ constantes	$\delta E_{micro}$ interpolées
$\sigma_{fission}/\sigma_{totale}(\%)$	98.5	98.9
$\bar{t}_{fission}(\times 10^{-17})$ s	3.275	3.896
$M_n$	2.153	2.382

**Tableau 6.5** : Caractéristiques des évènements de fission pour 2 méthodes de calcul des corrections microscopiques (voir texte) avec prise en compte des effets d'appariement pour le noyau composé de  $^{227}\text{Pa}$  ( $E_{tot}^* = 56$  MeV,  $L = 60\hbar$ ).

$\delta P = 0$	$\delta E_{micro}$ constantes	$\delta E_{micro}$ interpolées
$\sigma_{fission}/\sigma_{totale}(\%)$	86.9	89.6
$\bar{t}_{fission}(\times 10^{-17})$ s	3.133	3.116
$M_n$	2.320	2.328

**Tableau 6.6** : Identique au tableau 6.5 mais sans prise en compte des effets d'appariement.

Les distributions de masse obtenues en ayant tenu compte des corrélations d'appariement dans les calculs énergétiques sont présentées sur la figure 6.13 pour les deux propositions de calcul d'effets microscopiques développées précédemment. Les graphes de la figure 6.14 correspondent aux mêmes résultats mais en l'absence de toute corrélation d'appariement. Enfin, les tableaux 6.5 et 6.6 rassemblent les valeurs de probabilités de fission, de temps de fission et de multiplicités de neutrons de pré-scission correspondantes.

Faisons tout d'abord quelques remarques concernant l'appariement :

- en premier lieu, on constate que l'appariement augmente la section efficace de fission (quelque soit le calcul énergétique microscopique) ce qui suggère une barrière de fission moins élevée. On comprend ceci par le fait que corrections de couche pures et corrections engendrées par l'appariement “vont en général en sens inverse”, l'appariement lisse d'une certaine manière le paysage du aux seules corrections de couche, la surface de Fermi étant plus diffuse. Ainsi, la prise en compte de l'appariement peut conduire à une atténuation de la profondeur des puits énergétiques créés par la structure en couches du noyau, donc à une diminution de la hauteur de la barrière de fission et par conséquent à une augmentation de la probabilité de fission ;
- en second lieu, on peut remarquer que quelque soit la prescription adoptée pour le calcul des corrections microscopiques, prendre en compte les effets d'appariement augmente la composante de fission symétrique. Ce constat va dans le même sens que ce que nous venons de dire plus haut, à savoir que l'appariement lisse le paysage des corrections de couche : les minima asymétriques créés par les effets de couche sont moins accentués, plus atténués, le noyau y demeure “moins piégé” et ainsi explore davantage le paysage (et notamment la vallée symétrique) ;
- enfin, en l'absence d'appariement les deux calculs donnent des résultats comparables

de probabilité, temps de fission et multiplicité de pré-scission. Par contre, avec appariement, les temps de fission (et avec eux les multiplicités de pré-scission) sont relativement différents. On en déduit l'importance du calcul d'appariement (notamment dans les fragments sphériques).

Nous reviendrons sur cette influence de l'appariement et son calcul dans la suite.

Comparons maintenant les résultats en fonction de la méthode de calcul des effets microscopiques à grande déformation qui est ce qui nous intéresse plus particulièrement dans cette section.

La méthode avec interpolation des effets microscopiques peut sembler être la plus raisonnable pour évaluer en première approximation les corrections à grande déformation parce qu'elle tient compte dans une certaine mesure des effets microscopiques présents dans les futurs fragments de fission pour les formes les plus allongées du noyau composé (cf. section 3.2.5 et figure 6.10). On peut noter le fait qu'en ce qui concerne les distributions de masse, on observe que la méthode avec interpolation donne une certaine contribution à un fragment de fission de masse  $A = 132$  (du moins dans le calcul sans appariement). Par contre, la méthode avec corrections constantes n'aboutit presque jamais à cette masse. Si on considère que la valeur  $A = 132$  est relative au noyau d'étain  $^{132}_{50}\text{Sn}$ , l'importance que lui accorde la méthode par interpolation se comprend aisément puisqu'on y considère des fragments sphériques et que l'étain  $^{132}_{50}\text{Sn}$  ( $N = 82$ ,  $Z = 50$ ) est justement un noyau doublement magique sphérique pour lequel la valeur des corrections de couche est élevée.

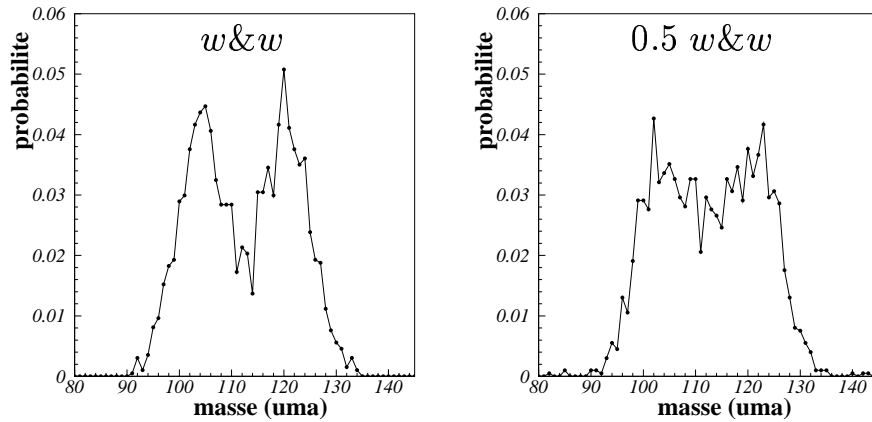
Comme nous l'avons souligné dans la section 3.2.5, le calcul des effets quantiques dans un modèle à un centre est à prendre avec précaution pour les déformations nucléaires proches du point de scission. Par ailleurs, la méthode par interpolation considère des fragments de fission sphériques ce qui impose la structure en couche et accorde donc une grande importance aux nombres magiques correspondant à cette symétrie sphérique. Nous reviendrons

sur les limites de cette approche dans le chapitre 10.

### 6.3.5 Influence des coefficients de transport

Dans la section 4.1 nous avons discuté l'influence de la friction pour la fission symétrique. Le fait que le noyau peut être relativement froid lorsqu'il fissionne et que notre modèle ne contient pour l'instant pas de dépendance en température pour la friction, nous avait conduit à considérer un coefficient de friction réduit ; nos multiplicités étaient alors en meilleur accord avec les valeurs expérimentales. Le noyau composé de  $^{227}\text{Pa}$  de la région des actinides étant peu excité ( $T = 1.52$  MeV pour  $E_{tot}^* = 56$  MeV et  $L = 60\hbar$  ;  $T = 0.77$  MeV pour  $E_{tot}^* = 26$  MeV et  $L = 60\hbar$ ), nous nous proposons ici également de tester l'influence de la friction.

On présente sur la figure 6.15 les distributions de masse obtenues pour une friction complète de type “mur et fenêtre” (notée  $w\&w$ ) et pour une telle friction réduite d'un facteur 2 (notée  $0.5\ w\&w$ ). Le tableau 6.7 résume les résultats relatifs à la probabilité de fission, au temps de fission et à la multiplicité de neutrons de pré-scission.



**Figure 6.15 :** Distributions de masse des fragments de fission du  $^{227}\text{Pa}$  ( $E_{tot}^* = 56$  MeV,  $L = 60\hbar$ ) pour une friction complète ( $w\&w$ ) et une friction réduite ( $0.5\ w\&w$ ).

	friction complète	friction réduite
$\sigma_{fission}/\sigma_{totale}(\%)$	98.5	99.6
$\bar{t}_{fission}(\times 10^{-17})$ s	3.275	2.194
$M_n$	2.153	1.767

**Tableau 6.7** : Caractéristiques des évènements de fission en fonction de la valeur de la friction pour le noyau composé de  $^{227}\text{Pa}$  de la figure 5.15.

**Remarque** : dans la section 4.1 nous faisons déjà référence à des calculs microscopiques de dépendance en température de la friction relatifs au noyau d' $^{238}\text{U}$  [41]. Nous souhaiterions rappeler ici que ces travaux ont montré que la friction  $\gamma$ , lorsque  $T \approx 1.5$  MeV et pour un moment angulaire  $L \approx 50\hbar$ , est tout à fait susceptible de ne valoir que 50% de sa valeur limite à très haute température.

La différence observée entre les multiplicités de neutrons de pré-scission pour les frictions complète et réduite est directement liée à la différence entre les temps de fission : une friction plus importante freine le système, le temps de fission et donc la multiplicité de pré-scission augmentent.

Concernant les distributions de masse, on note une composante symétrique bien plus importante dans le cas de la friction réduite ; par contre, les maxima des deux distributions de la figure 6.15 sont similaires. Comment expliquer l'évolution des sections efficaces des différents modes de fission avec la friction ?

Du fait de la friction, une partie de l'énergie collective est convertie en énergie d'excitation interne. Plus la friction est faible, moins la dissipation est importante, ce qui conduit à une énergie cinétique plus élevée, donc à des valeurs des moments  $p_i$  ( $i = \{c, \alpha\}$ ) plus grandes. Une impulsion plus importante entraîne alors que le système est moins sensible

à l'ensemble des caractéristiques du paysage énergétique dans la mesure où il peut plus facilement franchir (voire ne même pas ressentir) les barrières entre les différentes vallées de fission (on dit que le mouvement est *sous-critique*). Inversement, une friction plus forte freine considérablement le système et conduit à une énergie cinétique plus faible piégeant ainsi plus facilement le noyau dans une vallée donnée (on parle de la limite d'un mouvement *sur-critique*). Cette dernière correspond majoritairement à la vallée la plus profonde qui est asymétrique dans notre paysage énergétique (cf. figure 6.12). Il découle de l'argumentation ci-dessus une liberté plus restreinte du système à pouvoir se déplacer dans l'espace de déformation quand la friction est élevée, le contraignant à suivre préférentiellement les voies de fission les plus probables, soit le canal asymétrique dans le cas présent.

Néanmoins, un autre effet, en contradiction avec l'explication précédente, doit éventuellement également être pris en compte. Le théorème de fluctuation-dissipation relie les tenseurs de friction et de diffusion (cf. relation (2.5)) de telle sorte qu'une friction réduite conduit à une diffusion moins importante et, par conséquent, à des oscillations dans l'espace de déformation de plus faible amplitude. Il en résulte que le système est sensible à tous les minima locaux du paysage énergétique, et ceci dans les deux directions de l'espace de déformation, c'est-à-dire aussi bien dans la direction de fission ou direction "élongation"  $c$  que dans la direction "asymétrie"  $\alpha$ . Dans le cas d'une friction réduite, cette faible amplitude des oscillations dans la direction asymétrie de masse  $\alpha$  est telle que le noyau peut être piégé dans un grand nombre de minima locaux tout en évoluant dans le même temps dans la direction de fission ou "élongation". Le noyau est par conséquent davantage sensible à la structure précise de l'espace énergétique et va présenter lors de sa scission une variété plus importante de valeurs du paramètre d'asymétrie  $\alpha$ . Ceci explique le fait que, pour la friction réduite, la distribution de masse soit pour ses différentes composantes (symétrique et asymétrique) plus large. Inversement, une friction plus grande entraîne une diffusion plus importante ce qui a pour effet des oscillations de plus grande



amplitude à travers l'espace de déformation : le système peut alors ne pas être sensible à l'ensemble des détails du paysage énergétique, mais ressent uniquement les barrières les plus élevées, les plus infranchissables (il est réfléchi par ces barrières élevées uniquement). Il en résulte une distribution de masse dont les composantes sont plus étroites.

La figure 6.15 montre qu'ici c'est la diminution de l'énergie cinétique lorsque la dissipation augmente qui gouverne les sections efficaces ; l'influence de la diffusion est moindre. Cependant, la multitude des paramètres entrant en jeu dans l'évolution du système et leur interdépendance via les équations de Langevin (tout ceci corrélé au caractère aléatoire de la force de Langevin) témoignent de la complexité du problème et de la nécessité d'une analyse fine.

La définition de la diffusion (relation d'Einstein habituelle (5.1) ou modifiée (5.2)) pour le système traité ici a une influence très faible. En effet, reprenant la figure 5.7, on constate qu'à 56 MeV ( $T \approx 1.52$  MeV) les relations d'Einstein habituelle et modifiée donnent des valeurs du tenseur de diffusion pratiquement identiques. Il en découle un effet négligeable de la définition de la diffusion pour le système à 56 MeV considéré ici.

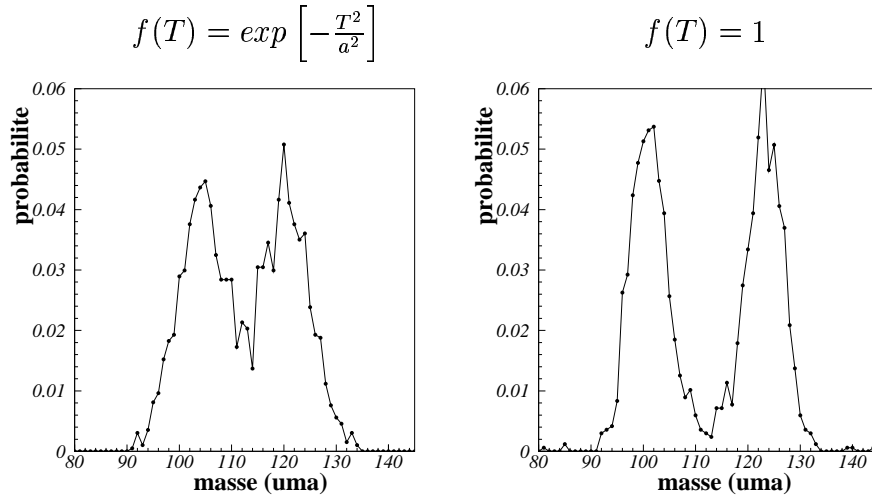
### 6.3.6 Dépendance en température des effets microscopiques

Comme nous l'avons déjà discuté dans la section 3.2.6 de ce travail, l'excitation nucléaire conduit à une surface de Fermi diffuse. Il s'en suit une lente disparition des effets quantiques lorsque la température augmente. Pour des températures supérieures à 2–3 MeV ces effets sont négligeables et le noyau est assimilé à un système semi-classique. Afin de simuler la dépendance en température des effets microscopiques, les corrections énergétiques qui leur sont associées ont jusqu'ici dans nos calculs toujours été multipliées par une fonction de la température à chaque pas en temps le long du chemin de fission :

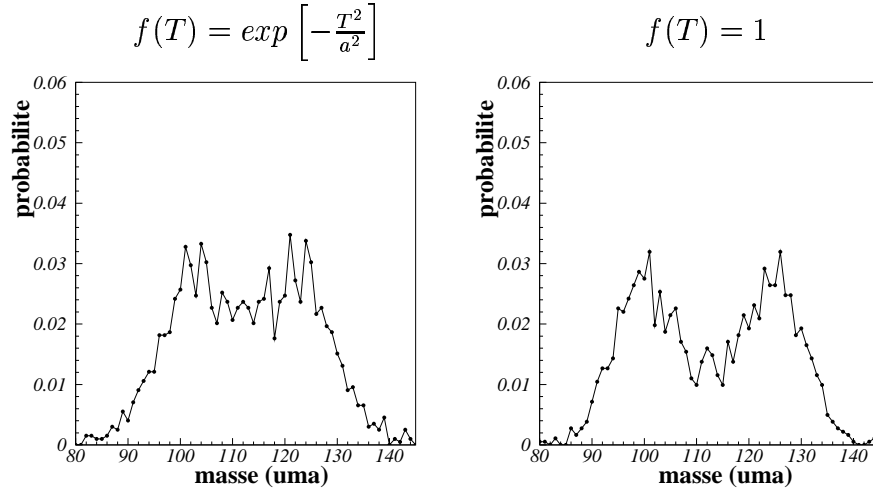
$$\delta E_{micro}(T) = \delta E_{micro}(T=0) \cdot f(T)$$

comme il en a été fait mention dans la section 3.2.6.

Etant donné l'ambiguïté qui existe quant à la température au-delà de laquelle les corrections quantiques peuvent être omises (notamment pour l'appariement) nous allons étudier l'impact de cette prescription (3.45). Pour ce faire, les calculs dynamiques ont été menés avec et sans dépendance en température des effets microscopiques. Par ailleurs, on a considéré deux valeurs différentes du point de scission  $c_{scis}$  pour lequel le traitement de la dynamique est stoppé :  $c_{scis} = 1.8$  et le point de scission géométrique  $c_{scis} = c_{geom}$ . Les résultats correspondants sont présentés par les figures 6.16 et 6.17 ainsi que les tableaux 6.8 et 6.9.



**Figure 6.16** : Distributions de masse des fragments de fission **avec** ( $f(T) \neq 1$ ) et **sans** ( $f(T) = 1$ ) prise en compte d'une dépendance en température des corrections microscopiques. Le point de scission correspond à la scission géométrique :  $c_{scis} = c_{geom}$ .



**Figure 6.17 :** Identique à la figure 6.16 mais pour le point de scission  $c_{scis} = 1.8$ .

$c_{scis} = c_{geom}$	$f(T) = \exp \left[ -\frac{T^2}{a^2} \right]$	$f(T) = 1$
$\sigma_{fission}/\sigma_{totale}(\%)$	98.5	83.8
$\bar{t}_{fission}(\times 10^{-17})$ s	3.275	3.956
$M_n$	2.153	2.673

**Tableau 6.8 :** Caractéristiques des évènements de fission en fonction de la dépendance  $f(T)$  en température des effets microscopiques dans le cas où  $c_{scis} = c_{geom}$ .

$c_{scis} = 1.8$	$f(T) = \exp \left[ -\frac{T^2}{a^2} \right]$	$f(T) = 1$
$\sigma_{fission}/\sigma_{totale}(\%)$	99.2	90.8
$\bar{t}_{fission}(\times 10^{-17})$ s	3.243	3.634
$M_n$	1.575	2.163

**Tableau 6.9 :** Identique au tableau 6.8 mais pour le point de scission  $c_{scis} = 1.8$ .

Quelque soit le point de scission considéré ( $c_{scis} = 1.8$  ou  $c_{scis} = c_{geom}$ ), en l'absence de dépendance en température ( $f(T) = 1$ ), les effets microscopiques ne sont pas atténués. Il en découle une barrière de fission plus élevée, donc une probabilité de fission moins importante, un temps de fission plus long et une multiplicité de pré-scission plus grande (cf. tableaux 6.8 et 6.9).

En l'absence de dépendance en température, les distributions de masse sont moins larges puisque les noyaux favorisés par les corrections microscopiques présentent des puits bien marqués dans la surface énergétique étant donné que les effets microscopiques ne sont pas atténués. Inversement, si on affecte aux effets quantiques une variation avec la température, ces puits sont moins profonds, donc moins prédominants.

A ce niveau de la discussion, gardons en mémoire le fait que nous avons adopté la même dépendance en température  $f(T)$  pour les corrections de couche et les corrélations d'appariement. Toutefois, il est admis que les effets liés à l'appariement disparaissent pour des températures ( $T \leq 1$  MeV) inférieures à celles associées à la disparition des effets attribués à la structure en couches du noyau ( $T \leq 3$  MeV). La fonction gaussienne d'atténuation  $f(T)$  choisie pour l'appariement devrait donc probablement décroître plus rapidement avec la température que celle prise pour les corrections de couche. Nous reviendrons sur ce point délicat dans la suite.

### 6.3.7 Importance des corrections d'appariement

Le système traité dans cette section possède initialement une énergie d'excitation de 56 MeV telle que sa température est de l'ordre de 1.52 MeV. Les corrélations d'appariement sont calculées dans le cadre de la méthode BCS sans projection sur le bon nombre de particules et utilisant une force de séniorité (cf. section 3.2.3).

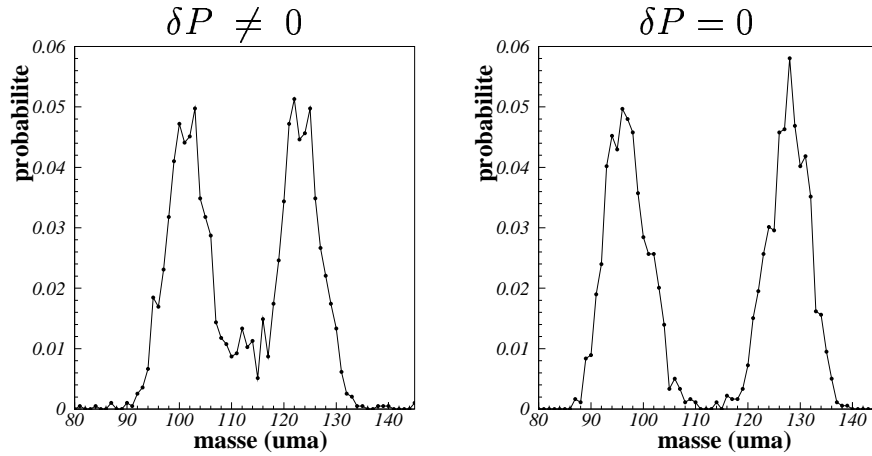
On s'accorde généralement à dire que les corrélations d'appariement disparaissent au-delà d'une température nucléaire comprise entre 0.5 et 1 MeV [33, 34] : cette valeur limite fait

l'objet de nombreuses controverses puisque des calculs plus récents avec projection [54] sur le bon nombre de particules prédisent une survie de ces corrélations à des températures plus élevées de l'ordre de 1 à 1.5 MeV. Etant donné la température initiale de notre système et sachant qu'elle peut éventuellement augmenter au cours du processus de déformation (si le système gagne de l'énergie grâce à l'action de la force aléatoire et à son évolution dans le paysage énergétique lorsqu'il descend la vallée de fission par exemple) ou diminuer (du fait de l'émission de particules notamment), il se pose la question de la nécessité de prendre en compte ou non dans notre calcul cette interaction résiduelle.

A l'aide de la figure 6.18 on étudie l'influence de l'appariement sur les distributions de masse dans le cas où les effets microscopiques ont été évalués à grande déformation par la méthode d'interpolation développée dans la section 6.3.4 (puisque nous avons jugé cette méthode pertinente lors de la discussion). On observe une composante symétrique plus conséquente lorsque les corrélations d'appariement sont prises en compte. Ceci rejoint ce qui a déjà été dit dans la section 6.3.4 : ces interactions résiduelles “sont en opposition de phase” avec les corrections de couche pures, elles lissent le paysage énergétique et peuvent éventuellement conduire à l'apparition ou la disparition d'un minimum local. Il semble ici que l'appariement conduise à l'apparition d'un puits de fission symétrique absent si on se limite aux effets de couche uniquement.

Notons également la présence d'un épaulement dans la distribution de masse aux alentours de la masse magique  $A = 132$  dans le calcul sans corrections d'appariement. Dans le chapitre 8, nous verrons que cette masse est observée expérimentalement. Ceci doit-il nous inciter alors à privilégier un calcul sans appariement pour notre système, ce qui porterait à croire que pour  $T \approx 1.52$  MeV les corrections d'appariement soient négligeables ? Cette valeur de température  $T \approx 1.52$  MeV correspond toutefois à la température du système à l'instant initial, elle est par conséquent susceptible de diminuer de façon notable le long du chemin de fission pouvant atteindre une valeur pour laquelle l'appariement est vraiment

présent. Le doute soulevé ici fait référence au problème posé dans la section 3.2.6, à savoir qu'il s'agirait de paramétrer différemment les dépendances en température des effets de couche et des corrélations d'appariement.



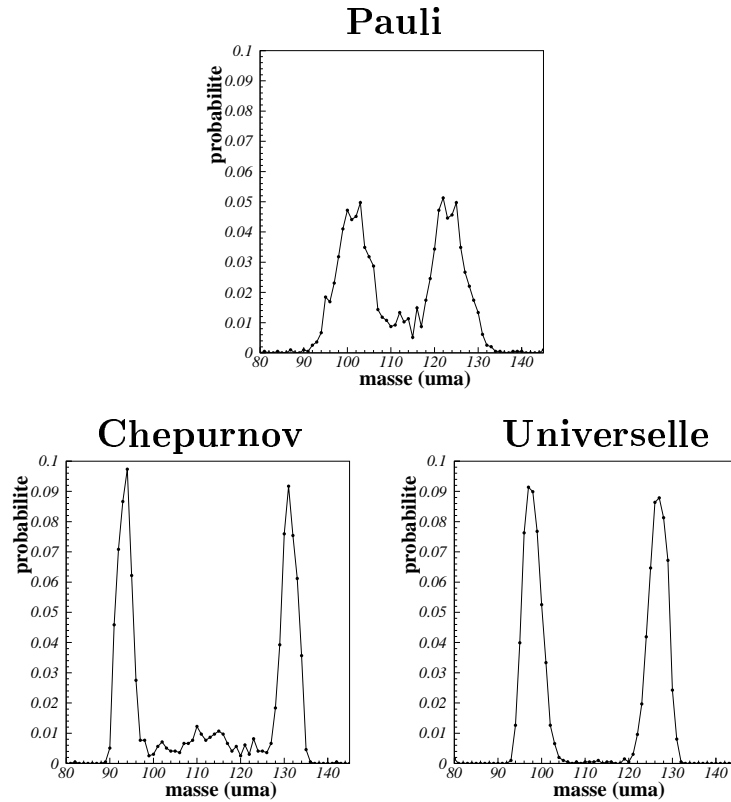
**Figure 6.18** : Effet de la prise en compte ( $\delta P \neq 0$ ) ou non ( $\delta P = 0$ ) des corrélations d'appariement sur les distributions de masse des fragments de fission.

### 6.3.8 Influence du potentiel moyen

Différentes paramétrisations du potentiel Saxon Woods ont été proposées dans la littérature [53] pour calculer le spectre énergétique à une particule d'un noyau et les effets de couche. Comme il a déjà été évoqué dans le chapitre 3, les différences entre ces paramétrisations sont dues au fait qu'elles ont été développées dans le but de reproduire des caractéristiques différentes du noyau (masses, rayons, spectres d'états à une particule, etc). Nous comparons dans cette section les résultats dynamiques de fission dans le cadre de trois paramétrisations du potentiel Saxon Woods : celle proposée par Pauli, la prescription de Chepurnov et la paramétrisation dite "universelle" (cf. section 3.2.2). Pour cette comparaison, les effets microscopiques ont été calculés à grande déformation par la méthode d'interpolation.

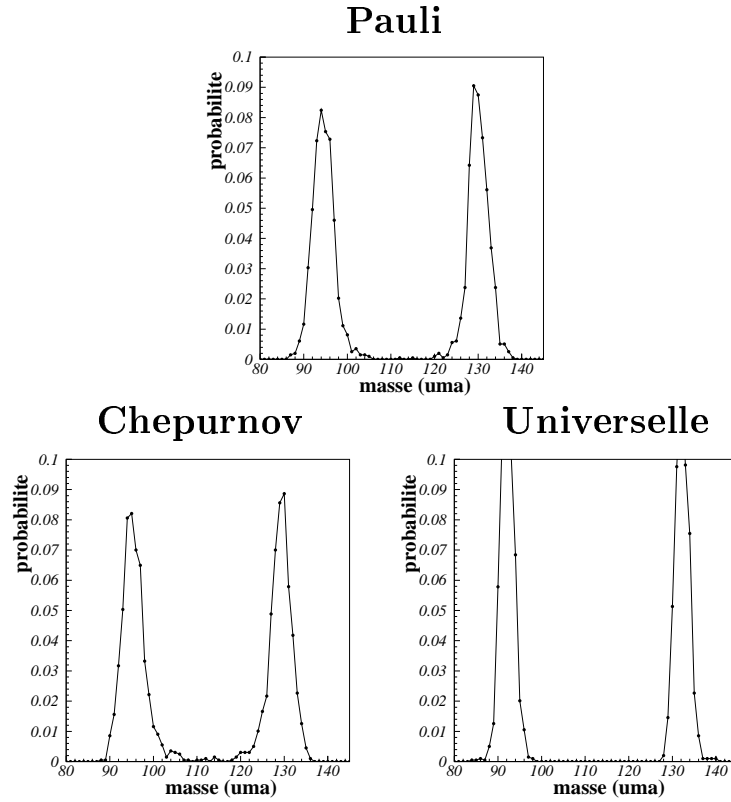
### Avec corrélations d'appariement

Les distributions de masse obtenues en tenant compte des corrections d'appariement selon la prescription de la force de séniorité (cf. section 3.2.3), pour les trois paramétrisations du potentiel Saxon Woods, sont représentées sur la figure 6.19 : on constate une très nette et surprenante différence entre les trois graphiques. Ce résultat s'explique par le fait que pour les trois potentiels la même force de séniorité ait été utilisée. Or, lorsque le potentiel change, la densité d'états  $\tilde{g}$  change et la force d'appariement  $G$  devrait être modifiée en conséquence, ce qui n'est pas le cas ici puisqu'on a pris une force de séniorité  $G$  justement constante.



**Figure 6.19 :** Distributions de masse des fragments de fission pour différentes paramétrisations du potentiel Saxon Woods. Les corrélations d'appariement ont été déterminées selon la prescription de la force de séniorité (voir texte).

Ceci nous amène à répéter les calculs dynamiques mais en utilisant la méthode du gap moyen (cf. section 3.2.3) afin de déterminer les forces d'appariement  $G_n$  et  $G_p$  à partir du gap moyen  $\tilde{\Delta}$  connu expérimentalement et de la densité de niveaux moyenne à la surface de Fermi  $\tilde{g}$  (qui n'est pas la même suivant le potentiel Saxon Woods utilisé). Les résultats correspondants sont résumés sur la figure 6.20. Notons de suite que les différences entre les trois potentiels sont bien moins importantes que ce qu'elles étaient avec la force de séniorité. Ce constat est rassurant, il est la preuve que les résultats ne dépendent pas de façon trop importante du potentiel adopté.



**Figure 6.20 :** Identique à la figure 6.19 mais avec des corrélations d'appariement déterminées selon la méthode du gap moyen (voir texte).

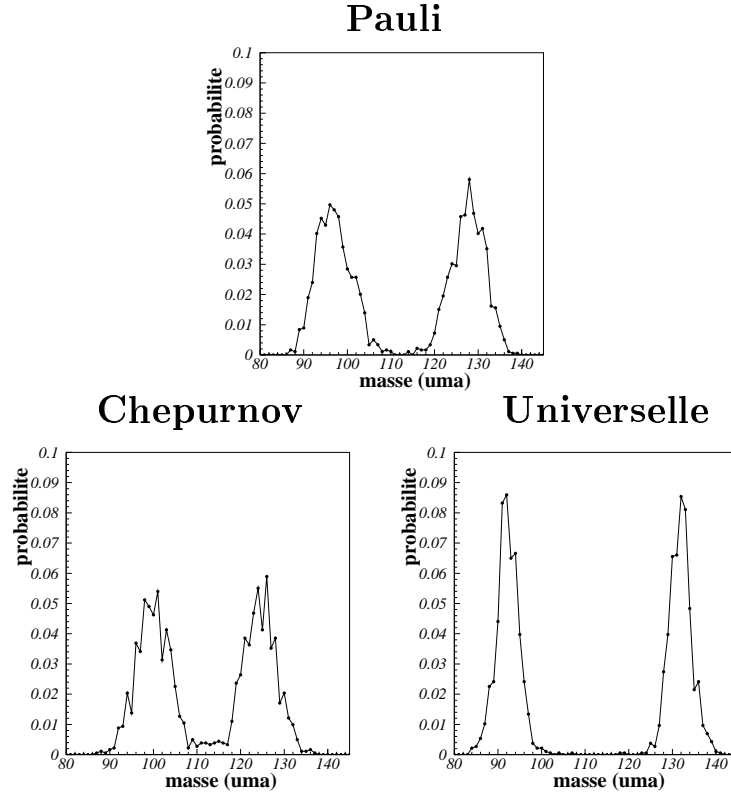


On note l'absence de toute composante de fission symétrique dans les trois cas. Les maxima sont identiques avec cependant une masse magique  $A = 132$  en proportion plus importante pour la paramétrisation dite "universelle". Cette dernière correspond à un potentiel qui a été construit dans le but de reproduire les spectres à une particule, soit les effets purement dus à la structure en couches du noyau, structure qui justement est à l'origine des nombres magiques.

### Sans corrélations d'appariement

Comme nous l'avons souligné dans la section 6.3.7, la dépendance en température associée aux corrections d'appariement dans la présente étude est peut-être inadaptée. Des calculs dynamiques effectués dans les mêmes conditions (interpolation des effets de couche à grande élongation) mais sans corrélations d'appariement sont alors menés. Ils donnent lieu aux distributions de masse de la figure 6.21.

Comparant les figures 6.20 et 6.21, on observe un élargissement des distributions de masse en l'absence d'interactions d'appariement, constat qui va à l'encontre des arguments donnés lors des discussions dans les sections 6.3.4 et 6.3.7! En effet, on y soutenait que l'appariement atténue la profondeur des puits liés aux effets de couche et, en conséquence, élargit les distributions de masse. En fait, deux effets supplémentaires sont à prendre en compte ici. En premier lieu, nous utilisons la méthode d'interpolation pour évaluer les corrections à grande déformation, c'est-à-dire qu'on considère des fragments de fission *sphériques* donc des effets quantiques maximaux. Dans ce contexte il est alors compréhensible que ces corrections aboutissent préférentiellement à des nombres proches de la magie réduisant ainsi la composante de fission symétrique. Le second effet provient de la théorie employée pour calculer les corrélations d'appariement. Nous avons fait usage de la méthode du gap moyen qui, apparemment, accentue les corrections de couche pour les fragments sphériques. Il en découle l'importance que peut avoir la prescription utilisée dans la détermination de l'appariement.



**Figure 6.21 :** Identique à la figure 6.19 mais sans prise en compte de l'appariement.

## 6.4 Conclusion

Dans le chapitre 5, nous avons traité la dynamique de la fission symétrique sans émission de particules. Nous avons considéré l'influence d'un certain nombre de prescriptions théoriques pour finalement conclure que notre approche bidimensionnelle était relativement fiable pour les systèmes hautement excités. Ceci nous a alors conduit dans le présent chapitre à généraliser notre étude à plus basse énergie.

L'étude de la dynamique d'un système fissionnant faiblement excité nécessiterait en toute rigueur de prendre en compte un modèle purement microscopique. Etant donné la complexité d'un tel traitement, nous avons choisi de partir du simple modèle macroscopique

utilisé à haute énergie dans le chapitre 5 et de progresser pas à pas. Dans cet ordre d'idées, le fait de considérer une énergie d'excitation faible a d'abord été pris en compte dans les calculs énergétiques uniquement. Ainsi, nous ne nous sommes plus limités à une paramétrisation macroscopique de type goutte liquide de l'espace de déformation (comme ce fut le cas dans le chapitre 5) mais y avons ajouté les effets quantiques (corrections de couche et d'appariement). Dans ce cadre, nous avons étudié l'influence d'un certain nombre de prescriptions théoriques sur la dynamique de la fission, telles que :

- la méthode de calcul des corrections énergétiques microscopiques en fonction de la déformation nucléaire,
- le traitement des corrélations d'appariement,
- la dépendance en température des effets quantiques,
- la détermination de coefficients de transport tels que la friction et la diffusion dont le calcul est pour le moment basé sur des concepts macroscopiques.

Par ailleurs, nous avons également tenu compte de l'évaporation possible de particules le long de la trajectoire du noyau composé puisque celle-ci modifie les caractéristiques du système (énergie, moment angulaire) qui ensuite interviennent dans la dynamique.

Les corrélations entre divers termes des équations dynamiques, le couplage de ces dernières à l'émission de particules, tout ceci associé à une force aléatoire, rendent le problème complexe et il est souvent difficile de prévoir, à la vue des seules équations, un quelconque résultat.

L'étude du système que nous avons considéré expérimentalement (voir chapitres 7, 8 et 9) et qui correspond au noyau de  $^{227}\text{Pa}$  à une énergie d'excitation particulièrement faible de 26 MeV doit faire face à un premier obstacle majeur. En effet, le modèle d'évaporation de Weisskopf que nous utilisons décrit les taux d'émission de particules uniquement à travers des arguments de densité de niveaux moyenne bâtis sur des considérations purement statistiques. De telles hypothèses ne sont pas fiables à si basse énergie et donnent lieu à

des taux d'évaporation extrêmement faibles alors que l'expérience atteste de l'émission de particules. Or, comme nous l'avons souligné précédemment, l'évaporation de particules le long du chemin de fission peut avoir un effet non négligeable sur la dynamique. Afin de pouvoir tout de même traiter ce processus compétitif de fission-évaporation, nous avons choisi d'étudier, du moins théoriquement, un système à plus haute énergie (56 MeV au lieu de 26 MeV) pour lequel nous estimons la théorie de Weisskopf plus adaptée. Ainsi, le premier point sur lequel nous devons nous attarder pour que notre modèle soit applicable à basse énergie consiste à la mise en place d'une théorie d'évaporation de particules. Comme nous l'avons déjà cité, un tel travail est en cours de développement (cf. section 2.6). Les premiers résultats relatifs au présent système expérimental sont présentés dans le chapitre 10.

Les principales conclusions que nous pouvons tirer de l'étude dynamique à 56 MeV sont les suivantes :

- le calcul des corrections quantiques pour un noyau fissionnant est relativement délicat du fait de la déformation importante qui peut intervenir. A partir des outils dont on dispose, c'est-à-dire la méthode de Strutinsky utilisant une base à un seul centre, il s'agit de tenir compte au mieux de la structure quantique des futurs fragments de fission ;
- le système évolue dans un espace énergétique de déformation et évapore éventuellement des particules : il peut donc être sujet à des variations non négligeables de température. Par conséquent, une dépendance en température des effets microscopiques est nécessaire. Néanmoins, la fonction choisie pour paramétriser cette dépendance doit probablement être différente pour les corrections purement dues à la structure en couches du noyau et celles liées à l'appariement ;
- du fait de la faible énergie dont dispose parfois le système lors de son évolution, la friction devrait être inférieure à sa valeur calculée dans le cadre du modèle du “mur et

de la fenêtre” (qui est une limite supérieure). Ainsi, il nous faudra paramétriser une dépendance en température de la friction (à défaut de pouvoir utiliser les expressions complexes bâties sur des considérations microscopiques).

Après cette analyse des calculs dynamiques, nous avons donc été capables d’émettre un certain nombre d’hypothèses et de moyens susceptibles de palier aux défauts du modèle à traiter les systèmes à basse énergie d’excitation. Néanmoins, le meilleur moyen de tester une prescription théorique est inconstablement de comparer ses prédictions aux données expérimentales, ce que nous allons faire dans la suite.

# Chapitre 7

## DISPOSITIF EXPERIMENTAL

### 7.1 Introduction

Dans le cadre de l'étude de la dynamique de la fusion-fission, une campagne de mesures a été menée au JINR de Dubna d'octobre 2000 à mars 2001. L'intérêt de cette campagne pour le présent travail réside dans la comparaison entre les données expérimentales et les prédictions théoriques du modèle LMS de fusion-fission décrit dans le chapitre 2. En particulier, nous nous intéressons à la compétition entre les processus de fission symétrique et asymétrique ainsi qu'à la multiplicité des particules légères de pré-scission.

Une telle étude suppose la détection de ces particules en coïncidence avec les fragments de fission et nécessite la séparation entre particules de *pré*- et de *post*-scission. Comme nous le verrons dans le chapitre 9, cette discrimination est possible grâce à une analyse en source qui exploite les corrélations entre les angles de détection et énergies des particules et les directions et vitesses des différents émetteurs : le noyau composé fissionnant (il émet les particules de *pré*-scission) et les fragments de fission (ils émettent les particules de *post*-scission).

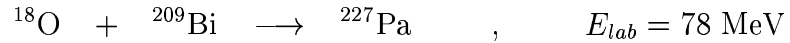
Dans cette perspective, nous avons opté pour un système de détection satisfaisant aux exigences suivantes :

- mesure du temps de vol et des angles d’émission des fragments de fission afin de déterminer par reconstruction cinématique leurs masses et vitesses (nécessaires à l’analyse en source) ;
- mesure du temps de vol et des angles d’émission des particules légères ce qui donne accès à leur énergie cinétique.

La première de ces exigences est satisfaite par l’utilisation du détecteur d’ions lourds CORSET, la seconde par celle du multidétecteur DéMoN. Notons que ce dernier nous limite à la détection des neutrons, aucune mesure relative aux particules légères chargées éventuellement émises au cours du processus de fusion-fission n’a donc été possible dans cette campagne. Une description de ces deux détecteurs est faite dans la suite de ce chapitre.

## 7.2 Faisceau et cible

En raison de la disparition des effets quantiques avec la température (cf. section 3.2.6) et un de nos buts étant d’étudier la fission asymétrique qui justement est due à ces corrections microscopiques, le système choisi doit présenter une énergie d’excitation faible. De nombreuses mesures effectuées notamment à Darmstadt [12] ont mis en évidence la présence de fission bimodale dans la désintégration du noyau de  $^{227}\text{Pa}$ . Le système que nous avons alors choisi d’étudier est le suivant :



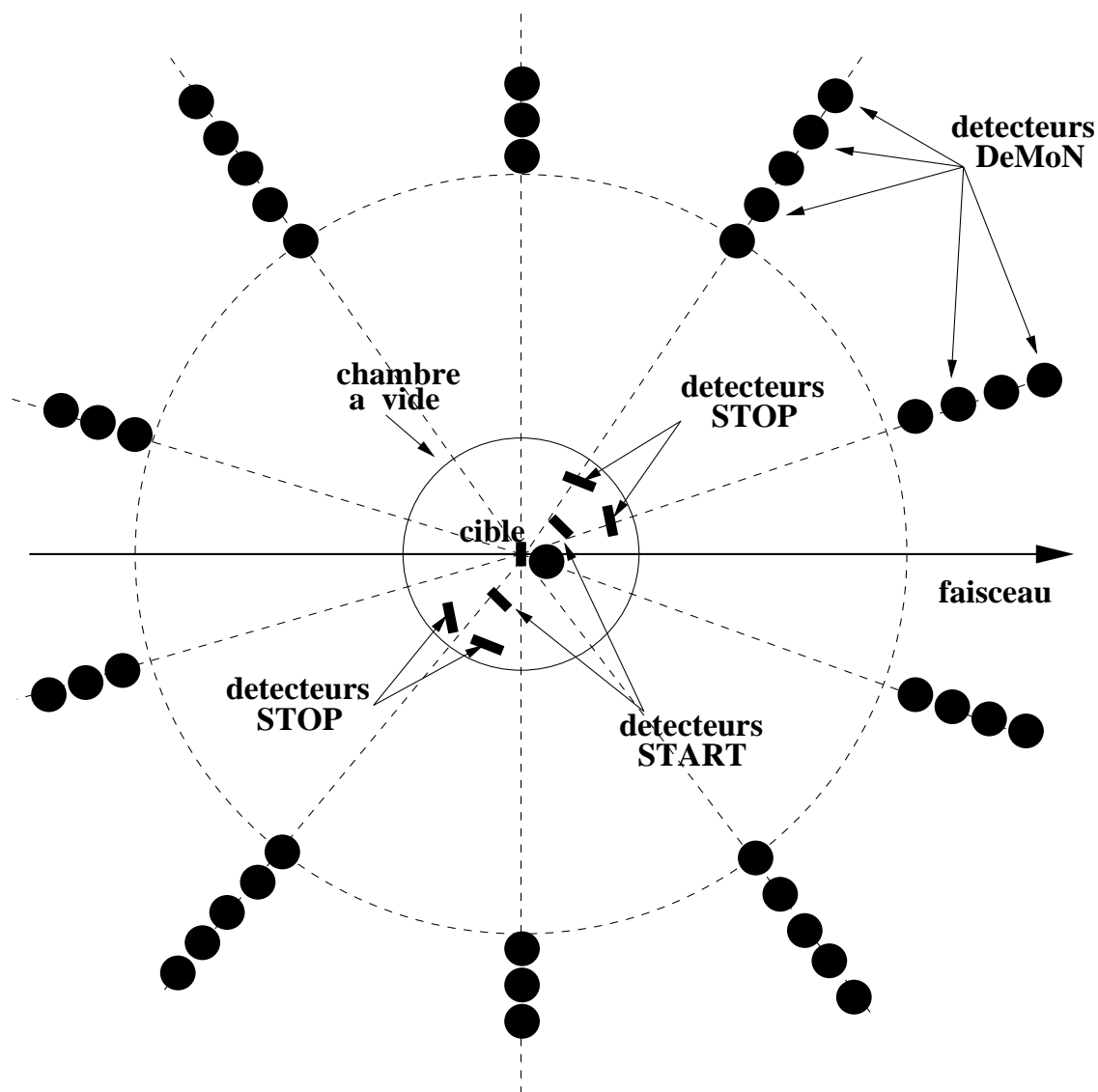
Le faisceau d’ $^{18}\text{O}$  d’énergie 78 MeV et d’intensité comprise entre 30 nA et 44 nA a été délivré par le cyclotron U400 du JINR de Dubna. La cible de  $^{209}\text{Bi}$  mono-isotopique et

d'une épaisseur de  $180 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  était évaporée sur un support de carbone  $^{12}\text{C}$  d'épaisseur  $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ .

### 7.3 Géométrie du dispositif expérimental

La figure 7.1 présente le schéma du dispositif expérimental. Ce dernier est composé d'une chambre à vide de 40 cm de diamètre à l'intérieur de laquelle se trouvent la cible et le détecteur de fragments CORSET (détecteurs START et STOP). Tout autour de la chambre de réaction sont placés 41 détecteurs DéMoN à une distance  $d$  comprise entre 550 mm et 900 mm de la cible. Les distances  $d$  et angles  $(\theta, \varphi)$  des différents modules DéMoN par rapport à l'axe du faisceau sont résumés dans le tableau 7.1. On y donne également pour chaque voie VXI (c'est-à-dire chaque compteur DéMoN) la haute tension HT appliquée au module correspondant ainsi que la pente  $p_{TDC}$  du TDC.





**Figure 7.1** : Schéma du dispositif expérimental projeté dans le plan de réaction.

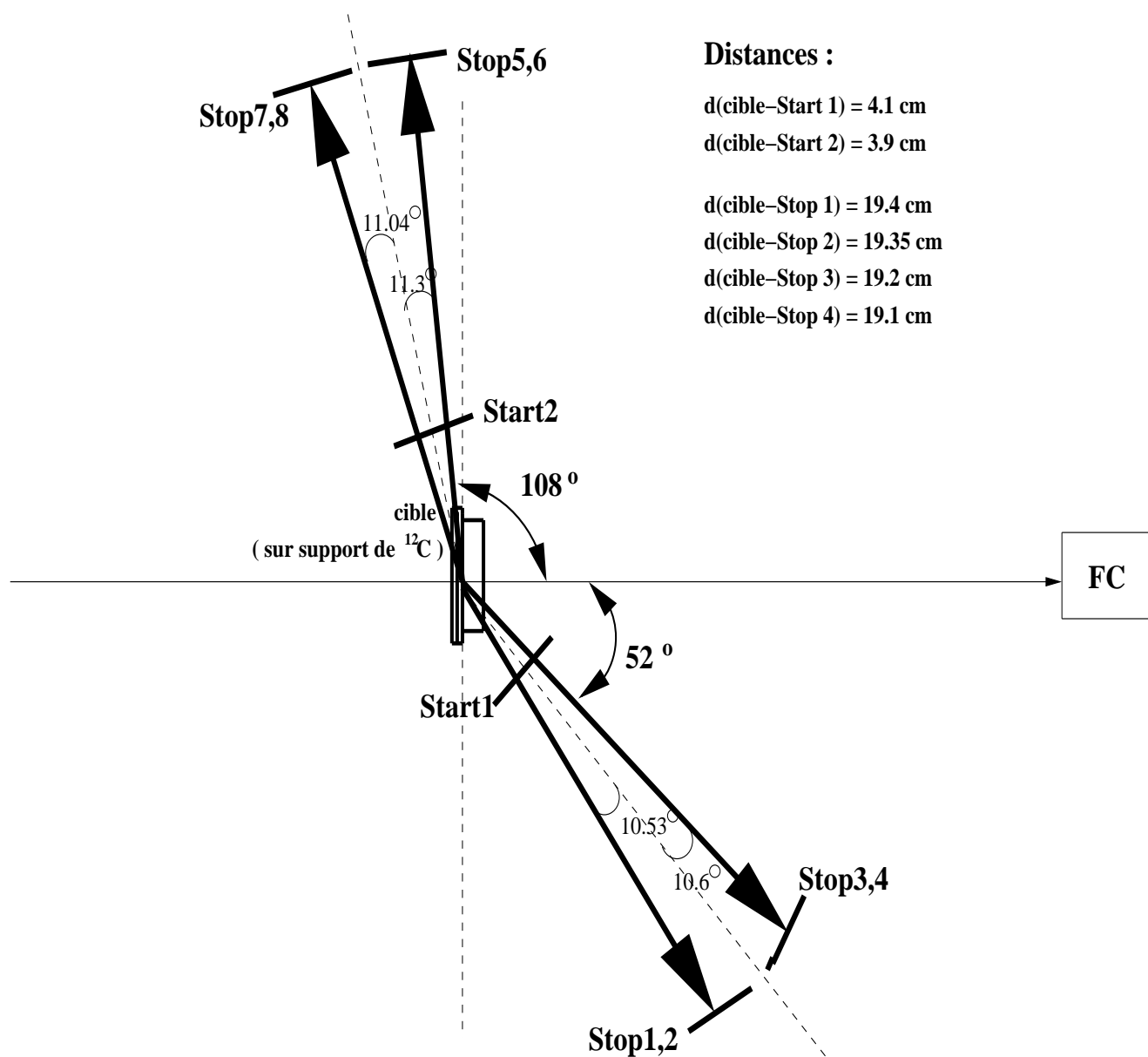
voie VXI	HT (V)	$p_{TDC}$ (ns/canal)	$d$ (mm)	$\theta_{geom}$	$\varphi_{geom}$	$\theta_{lab}$	$\varphi_{lab}$
1	2250	0.1104	715	30°	-28°	40.12°	-133.24°
2	2230	0.1171	640	30°	0°	30.00°	180°
3	1770	0.1153	733	30°	30°	41.41°	130.89°
4	2000	0.1070	894	30°	35°	44.81°	125.53°
5	1970	0.1068	656	59°	-56°	73.26°	-120.04°
6	1950	0.1137	619	59°	-28°	62.95°	-148.19°
7	-	0.0000	0	0°	0°	0°	180°
8	2070	0.1140	617	59°	30°	63.51°	146.04°
9	-	0.0000	0	0°	0°	0°	180°
10	2300	0.1106	607	90°	-28°	90°	-152°
11	2105	0.1151	506	90°	0°	90°	180°
12	2250	0.1079	620	90°	30°	90°	150°
13	2330	0.1131	646	119°	-56°	105.73°	-120.54°
14	1810	0.1151	624	119°	-28°	115.34°	-148.70°
15	2100	0.1122	532	119°	0°	119°	180°
16	2200	0.1088	637	119°	30°	114.83°	146.57°
17	2270	0.1117	512	119°	60°	104.03°	116.79°
18	1660	0.1096	682	146°	-28°	137.05°	-136.44°
19	2200	0.1130	589	146°	0°	146°	180°
20	2200	0.1140	682	146°	28°	137.05°	136.44°
21	2135	0.1101	707	-149°	-29°	138.56°	-47.10°
22	2000	0.1121	632	-149°	0°	149°	0°
23	2200	0.1114	714	-149°	30°	137.93°	48.26°
24	-	0.0000	0	0°	0°	0°	180°
25	1850	0.1163	610	-120°	-29°	115.93°	-32.62°
26	2125	0.1080	507	-120°	0°	120°	0°
27	1800	0.1125	606	-120°	30°	115.66°	33.69°
28	1600	0.1150	487	-120°	60°	104.47°	63.43°
29	1920	0.1165	488	0°	90°	90°	90°
30	1930	0.1131	642	-90°	-28°	90°	-28°
31	2290	0.1110	553	-90°	0°	90°	0°
32	2150	0.1142	650	-90°	30°	90°	30°
33	2350	0.1160	662	-61°	-56°	74.27°	-59.46°
34	2130	0.1075	638	-61°	-28°	64.66°	-31.30°
35	2200	0.1165	556	-61°	0°	61°	0°
36	-	0.0000	0	0°	0°	0°	180°
37	1950	0.1121	532	-61°	60°	75.97°	63.21°
38	2200	0.1104	722	-31°	-29°	41.44°	-47.10°
39	1780	0.1100	634	-31°	0°	31°	0°
40	2250	0.1097	722	-31°	30°	42.07°	48.26°
41	2150	0.1132	868	-31°	35°	45.40°	53.66°
42	1710	0.1115	500	59°	60°	75.08°	116.33°
43	2200	0.1150	643	-120°	-58°	105.36°	-61.58°
44	1910	0.1125	665	-61°	30°	65.17°	33.43°
45	1930	0.1128	515	59°	0°	59°	180°

Tableau 7.1 : Configuration géométrique des 41 modules du multidétecteur DéMoN.

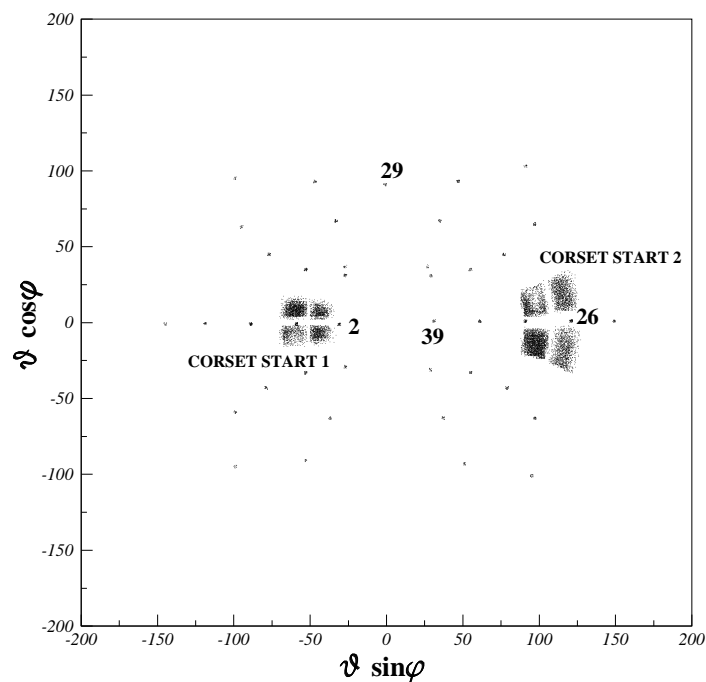
Les positions relatives de la cible et du détecteur de fragments à l'intérieur de la chambre de réaction sont présentées de manière plus détaillée sur la figure 7.2. Notons que la configuration géométrique adoptée pour CORSET n'est pas symétrique par rapport à l'axe du faisceau : elle est choisie de manière à détecter les produits de la réaction élastique ainsi qu'à optimiser la détection des fragments résultant d'une fission asymétrique.

Afin d'illustrer les domaines de coïncidence de CORSET et DéMoN, on représente sur la figure 7.3 une projection des compteurs DéMoN (points noirs sur la figure) et des détecteurs de fragments CORSET (cadres noirs sur la figure) dans le plan  $(\theta \sin \varphi, \theta \cos \varphi)$ . Une telle figure met en évidence le fait qu'une particule détectée dans le module DéMoN indicé 2 a une probabilité élevée d'avoir été émise par le fragment de fission détecté dans le START 1 de CORSET. Si cette particule avait interagi dans le module indicé 26, on soupçonne fortement qu'elle provient du fragment détecté par le START 2. Par contre, un neutron détecté dans le module indicé 29, ou encore 39, a une chance non négligeable de résulter de l'évaporation du noyau composé.

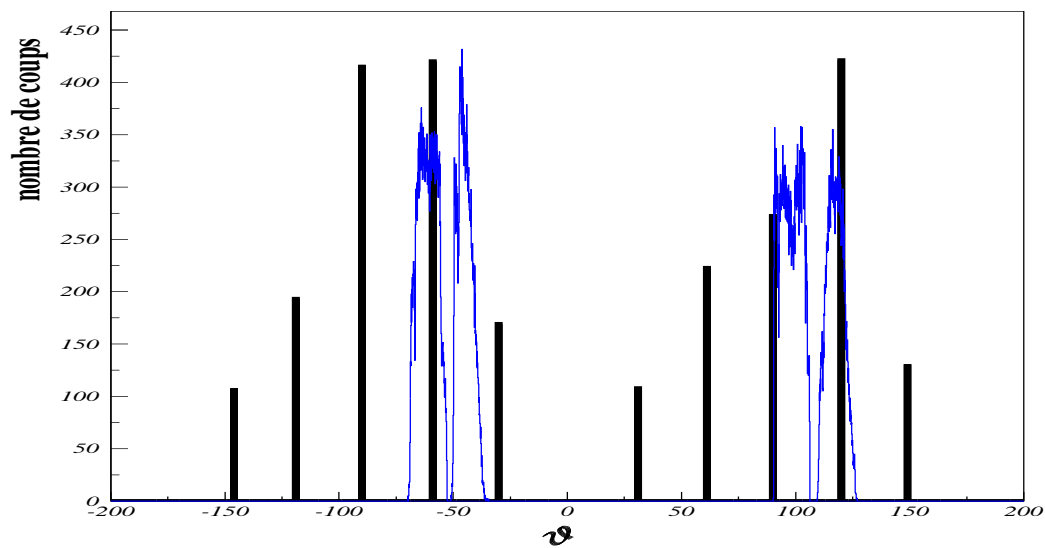
Cette corrélation angulaire entre les neutrons et leurs sources d'émission (le noyau composé et les fragments) va être mise en évidence dans la détermination des particules de pré- et de post-scission développée dans le chapitre 9. A priori les neutrons sont émis de façon isotrope à partir d'une source, alors pourquoi ne présenteraient-ils pas une distribution angulaire uniforme ? En fait, une telle corrélation trouve son explication dans le système d'acquisition adopté ici. En effet, comme nous le verrons dans la section 7.6 de ce chapitre, c'est le détecteur de fragments CORSET qui déclenche l'acquisition, donc ne seront enregistrés que les neutrons détectés en coïncidence avec des fragments de fission. Leur distribution angulaire, tracée sur la figure 7.4, confirme ce que nous venons de dire, à savoir qu'on observe une accumulation de particules dans les directions des fragments détectés qui sont celles des deux bras de CORSET (autour de  $52^\circ$  et  $108^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau ; cf. figure 7.2).



**Figure 7.2 :** Configuration géométrique à l'intérieur de la chambre de réaction.

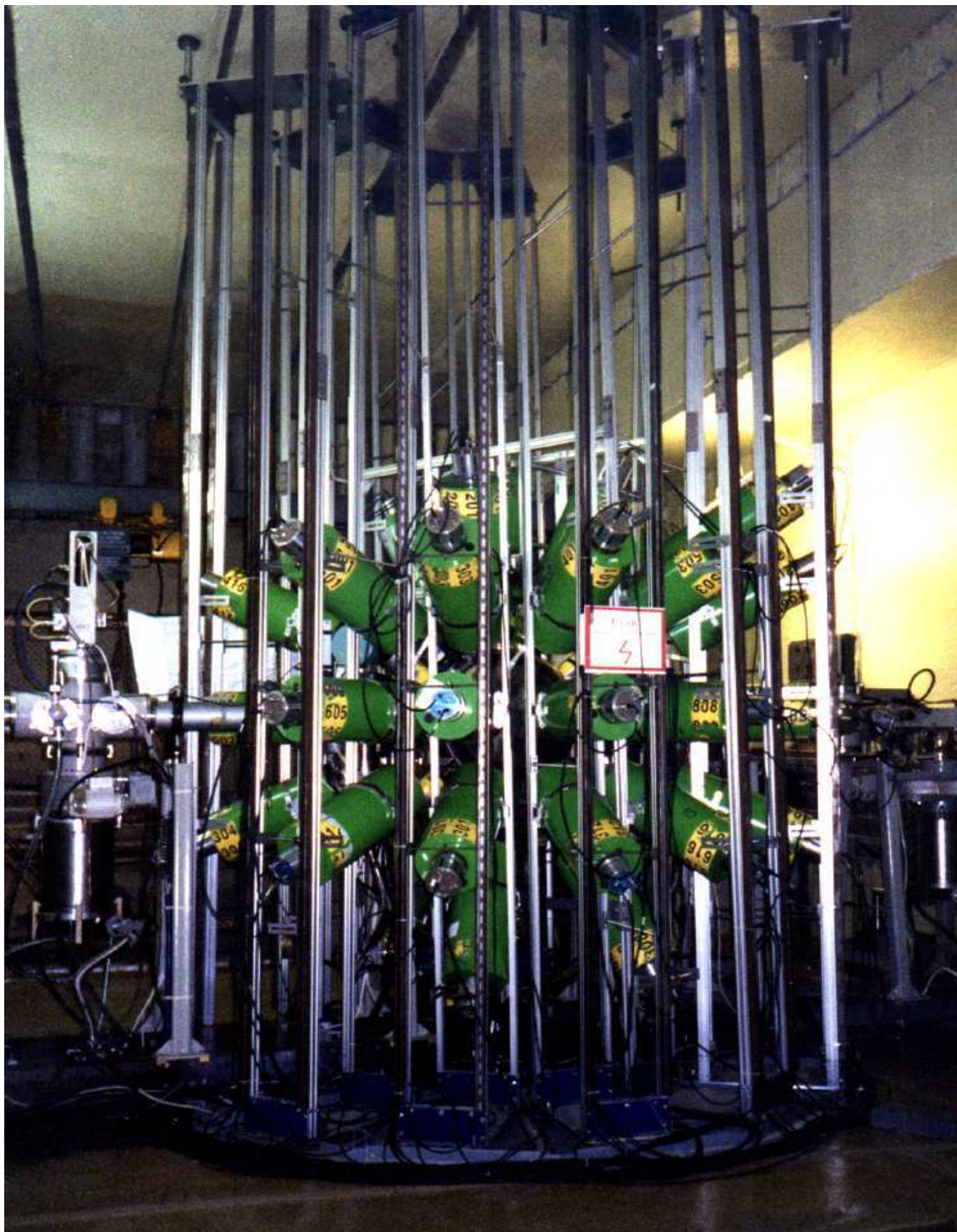


**Figure 7.3 :** Mise en évidence de la corrélation angulaire entre les neutrons et leur source d'émission.



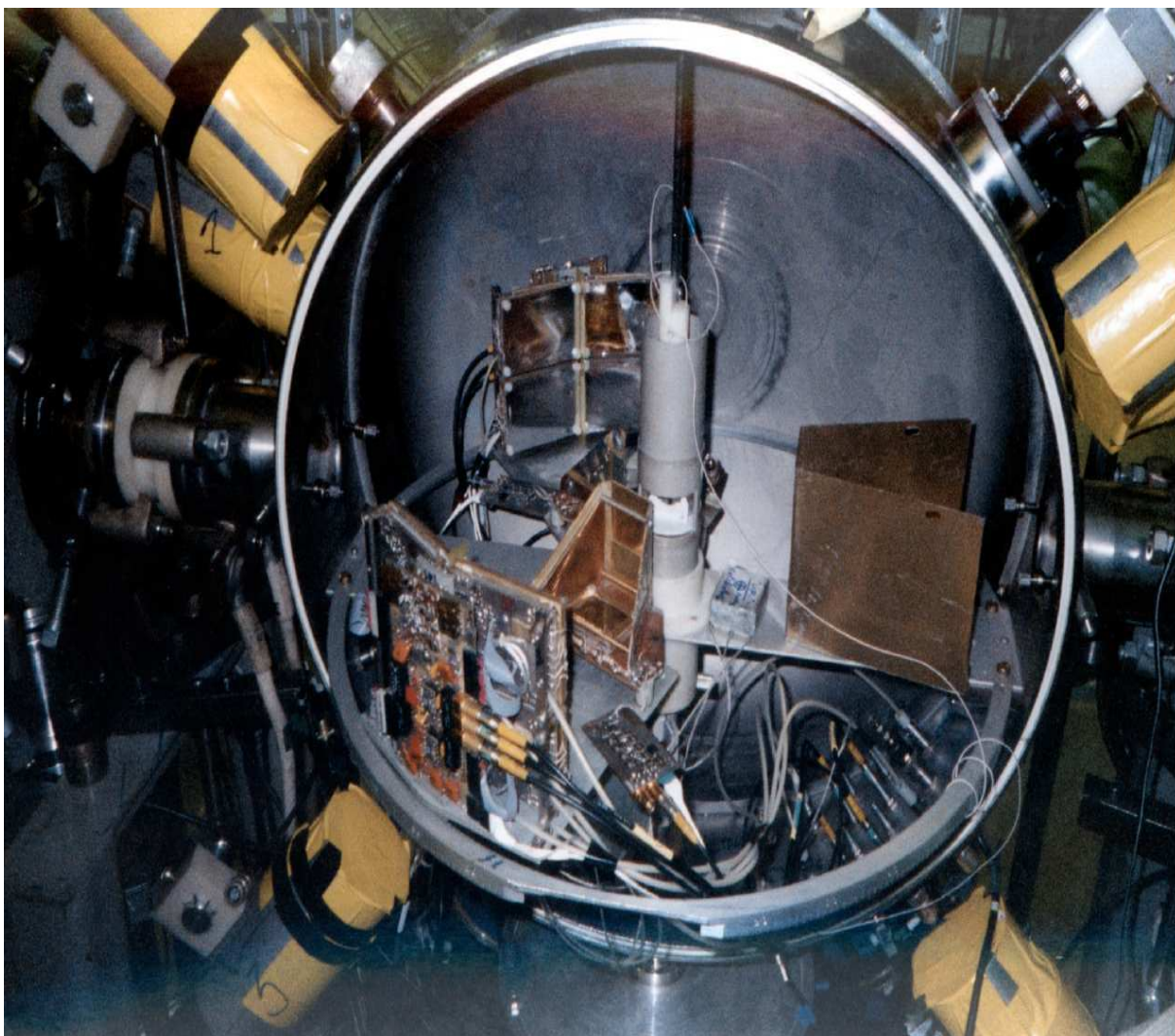
**Figure 7.4 :** Distribution angulaire des fragments de fission (trait fin bleu) et des neutrons (trait gras noir) par rapport à l'axe du faisceau. Pour les neutrons, on considère uniquement les détecteurs situés dans le plan de réaction.

Enfin, à l'aide des deux photographies suivantes, on souhaite donner un aperçu plus “concret” du dispositif expérimental : sur la première on peut voir l'agencement géométrique des modules DéMoN autour de la cible alors que la seconde présente l'intérieur de la chambre de réaction.



Disposition des 41 modules DéMoN autour de la chambre de réaction.





Vue de l'intérieur de la chambre de réaction.



## 7.4 Le détecteur de fragments CORSET

### 7.4.1 Présentation

Le détecteur de fragments CORSET [71] consiste en un spectromètre à deux bras positionnés de part et d'autre du faisceau. Chaque bras est composé d'un détecteur START (START1 et START2) et de quatre détecteurs STOP (STOP1 à STOP8) (cf. figure 7.2). Chacun de ces détecteurs formant CORSET correspond à une galette à microcanaux (MCP Micro Channel Plane) de surface  $6 \times 4 \text{ cm}^2$  précédée d'une feuille d'entrée ou feuille de conversion (feuille de mylar sur laquelle a été évaporée une couche d'or de  $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'épaisseur). Les galettes STOP se différencient des galettes START par le fait qu'elles sont à localisation. Une description détaillée des différents modules de CORSET est faite dans la référence [72].

La géométrie adoptée ici est telle que CORSET couvre environ 1.6% de l'espace  $4\pi$ .

Les caractéristiques de ce détecteur en font un outil très performant. En effet, grâce à sa résolution angulaire de  $0.3^\circ$  et sa résolution en temps de 150 ps, on parvient à obtenir une résolution en masse de 3 à 4 uma sur une large gamme en masse variant de 48 à 235 uma pour une distance de vol de l'ordre de 10 cm.

### 7.4.2 Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement de CORSET est basé sur la détection des électrons secondaires éjectés de la feuille de conversion par le passage d'un ion. Ces électrons sont accélérés et dirigés vers la MCP dans laquelle ils créent une avalanche d'ionisations tout en dérivant vers l'anode. C'est la collecte de ces particules qui induit le signal de sortie. L'introduction de lignes à retard entre les signaux récoltés par chacun des quatre détecteurs STOP permet de retrouver les coordonnées du point d'impact de l'ion sur la galette STOP [76].

Les données fournies par CORSET sont alors la position  $(x, y)$  du point d'impact du frag-

ment dans le détecteur STOP ainsi que le temps de vol de ce fragment entre les détecteurs START et STOP.

## 7.5 Le multidétecteur de neutrons DéMoN

### 7.5.1 Présentation

Le Détecteur Modulaire de Neutrons DéMoN consiste (dans sa version complète) en une centaine de compteurs indépendants ce qui lui permet d'adopter une géométrie variable suivant le dispositif expérimental souhaité. Au cours de notre campagne, une géométrie dite sphérique a été mise en place : il a été fait usage de 41 modules DéMoN disposés sur 10 colonnes verticales et orientés vers la cible (cf. figure 7.1 et tableau 7.1). Comme son nom l'indique, le multidétecteur DéMoN a principalement été conçu dans le but de la détection de neutrons. Chaque module de DéMoN consiste en un scintillateur liquide organique NE213 (Nuclear Enterprise 213) formé uniquement d'atomes d'hydrogène et de carbone (nombre d'atomes d'hydrogène / nombre d'atomes de carbone = 1.213). La lumière créée par le passage d'une particule  $\gamma$  est transformée en signal électrique par un photomultiplicateur (PM). Une plaque de plomb de 5 mm, placée sur la surface d'entrée du détecteur, permet d'atténuer l'intensité des rayonnements X et  $\gamma$ . L'efficacité intrinsèque de chaque détecteur est élevée, de l'ordre de 50% entre 0 et 20 MeV (cf. section 7.5.4). La connaissance de la géométrie du dispositif permet la construction des distributions angulaires des neutrons et photons  $\gamma$  émis au cours des réactions ainsi que de leurs distributions énergétiques par la mesure du temps de vol. La discrimination neutron- $\gamma$  est possible via l'analyse de la forme du signal dans chacun des modules comme nous le verrons dans la section 7.5.3.

### 7.5.2 Principe de fonctionnement

Du fait de sa neutralité, le neutron ne peut interagir dans la matière que par diffusion élastique ou inélastique sur un noyau atomique du milieu qu'il traverse. Les particules chargées alors diffusées lors de ces réactions peuvent, quant à elles, ioniser le milieu ce qui conduit à une perturbation locale du matériau et donc à une excitation des molécules voisines. Ces phénomènes d'ionisation et d'excitation constituent le fondement même du principe de détection des particules. Dans le cas de l'ionisation, l'application d'un champ électrique dans le milieu permet la collecte des charges créées. Par contre, dans le cas de l'excitation des molécules, on exploite leur désexcitation rapide par voie radiative appelée fluorescence. C'est ce phénomène qui est à l'origine de la détection de particules dans DéMoN : la lumière de fluorescence y est analysée par le PM.

Le mécanisme de scintillation du NE213 fait intervenir deux composantes distinctes de la lumière de fluorescence : une composante dite *rapide* (temps de décroissance de quelques nanosecondes) et une composante dite *lente* (temps de décroissance de plusieurs dizaines de nanosecondes). Une molécule excitée par une particule chargée se désexcite préférentiellement via la composante rapide, alors que la composante lente résulte de transitions interdites entre les niveaux d'énergie moléculaires, c'est-à-dire d'interactions de molécules excitées et/ou ionisées entre elles. Plus une particule est ionisante, plus la perturbation locale autour de l'interaction primaire est importante, plus la composante lente de fluorescence est élevée [79].

### 7.5.3 Discrimination neutron- $\gamma$ dans un module DéMoN

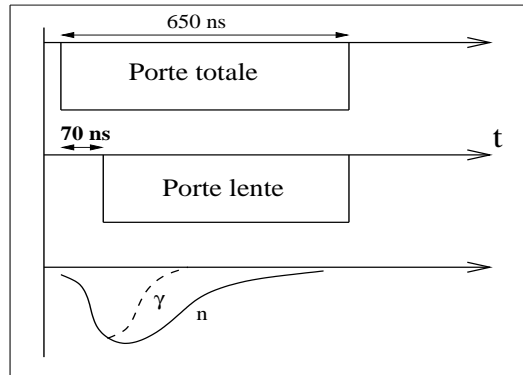
#### Discrimination par la charge collectée

Les photons  $\gamma$  interagissent dans le scintillateur essentiellement par effet Compton, ou éventuellement par effet photoélectrique, donnant lieu à l'émission d'électrons libres. Les neutrons, quant à eux, conduisent à la diffusion de protons et particules  $\alpha$ , particules

fortement ionisantes. Il en résulte pour les neutrons une composante lente de fluorescence importante. Ainsi, c'est l'analyse en forme de la composante lente de la charge collectée par le PM qui va permettre la discrimination neutron- $\gamma$ .

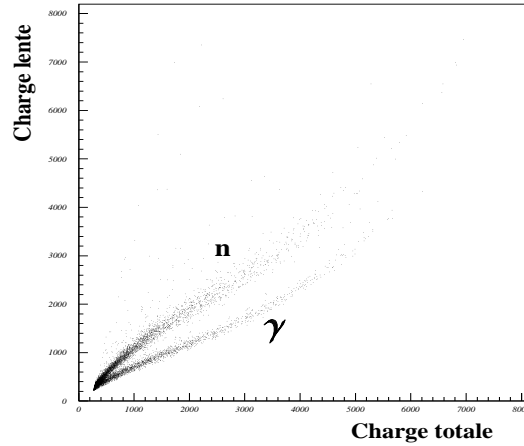
Cette méthode de discrimination est schématisée sur la figure 7.5. Le signal récolté en sortie du PM est analysé via deux portes intégrantes :

- une première porte de largeur d'environ 650 ns est ouverte à un instant  $t$  de sorte que la majeure partie du signal créé par la détection de la particule soit intégrée (mesure de la charge dite *totale*  $Q_{tot}$ ) ;
- une seconde porte est ouverte avec un retard d'environ 70 ns par rapport à l'ouverture de la première, de sorte que seule la partie la plus lente du signal est intégrée (mesure de la charge dite *lente*  $Q_{lente}$ ). Les deux portes sont fermées au même instant. Etant donné la discussion de la section 7.5.2, plus la particule est ionisante, plus la composante lente est importante. Il en découle une composante lente de la charge collectée plus importante dans le cas d'un neutron que dans celui d'un  $\gamma$ .



**Figure 7.5 :** Principe de l'intégration des charges totale  $Q_{tot}$  et lente  $Q_{lente}$  (méthode dite des *portes intégrantes*).

Si on trace alors la corrélation entre charge totale et charge lente comme le montre la figure 7.6, il apparaît sur le spectre résultant deux composantes bien distinctes : l'une est due aux neutrons, la seconde aux  $\gamma$ .



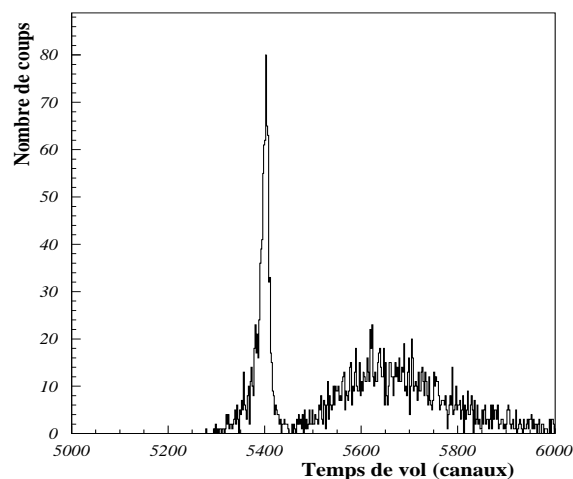
**Figure 7.6 :** Corrélation entre charges totale  $Q_{tot}$  et lente  $Q_{lente}$  en vue de la discrimination neutron- $\gamma$ .

La corrélation  $(Q_{tot}, Q_{lente})$  précédente met clairement en évidence le fait que la discrimination neutron- $\gamma$  est aisée pour les grandes valeurs de charge totale, mais bien plus délicate pour des valeurs plus faibles. En d'autres termes, il est parfois difficile de distinguer un neutron d'un  $\gamma$  dans le cas où la particule est peu énergétique ( $Q_{tot}$  faible). Une seconde méthode de discrimination basée sur le temps de vol peut alors être envisagée.

### Discrimination par le temps de vol

Ce second critère de discrimination neutron- $\gamma$  est illustré par la figure 7.7 qui présente la distribution du temps de vol fourni par DéMoN (encore non étalonnée, donc les abscisses sont en canaux) pour une cellule donnée du multidétecteur. L'analyse du spectre en temps

de vol de la particule détectée fait apparaître deux contributions : un pic correspondant à un temps de vol court lié aux  $\gamma$  (qui se déplacent à la vitesse de la lumière) et une composante associée à des temps plus longs due aux neutrons. La figure 7.7 semble indiquer une discrimination neutron- $\gamma$  évidente à l'aide de ce seul spectre en temps de vol puisqu'on observe une séparation précise entre les composantes relatives aux deux types de particules (séparation qui se situe à un temps de vol correspondant au canal 5475 dans cet exemple). Cette séparation nette permet d'isoler les neutrons de haute énergie (temps de vol les plus courts). A plus basse énergie, le temps de vol est plus long et la séparation neutron- $\gamma$  est évidente sur une telle distribution. Néanmoins, on ne peut se satisfaire de ce seul critère de discrimination en temps de vol. En effet, dans un liquide scintillant, un neutron peut interagir par le processus  $^{12}\text{C}(n, n' \gamma)^{12}\text{C}$  ce qui donne lieu à un photon  $\gamma$  caractérisé par un temps de vol de l'ordre des temps neutron. Connaissant la section efficace associée à ce mécanisme, on pourrait également traiter les particules issues de cette réaction ; toutefois des problèmes de calcul d'efficacité persistent encore actuellement pour ce processus. Ainsi, la composante de temps de vol neutron est "polluée" par une contribution venant de ces  $\gamma$  qui, par contre, se différencie bien des neutrons par leur charge.



**Figure 7.7 :** Spectre en temps de vol fourni par DéMoN pour le détecteur 2.

Vus les avantages et inconvénients respectifs des deux méthodes de discrimination exposées précédemment, c'est finalement la combinaison des deux critères (en charge et en temps de vol) qui permet de distinguer un neutron d'un photon, et ceci aussi bien à haute qu'à basse énergie. Nous ferons par conséquent usage de ces deux critères de sélection dans la suite.

#### 7.5.4 Efficacité de détection de DéMoN

Comparer des résultats expérimentaux à des prédictions théoriques, ou tout simplement tirer des conclusions physiques à partir des mesures, nécessite la prise en compte d'un filtre expérimental (simulation des détecteurs et/ou de la géométrie du dispositif). En effet, dans un modèle, idéalement toutes les particules sont détectées. Par ailleurs, pour étudier un processus il faut connaître le nombre effectif de particules émises, chiffre qui est rarement égal à celui mesuré. Ainsi, la prise en compte du filtre permet de corriger les "défaillances" du système de détection ; elle nécessite la détermination de l'efficacité du dispositif expérimental.

Le calcul de l'efficacité de DéMoN doit tenir compte des deux points suivants :

- l'efficacité intrinsèque de détection (relative à une cellule),
- l'acceptance géométrique (relative à l'ensemble des cellules).

#### Efficacité intrinsèque de DéMoN

Une particule entrant dans une cellule de DéMoN crée un signal analysé par le PM. Etant donné ses caractéristiques initiales, il s'agit de déterminer si cette particule est détectée ou non. Cette opération est menée grâce à l'utilisation du programme MENATE [74]. Le code MENATE simule l'arborescence des trajectoires neutron et  $\gamma$ , et les lumières déposées, dans un détecteur. Pour un neutron d'énergie donnée, émis par une source située à une distance donnée de la face d'entrée du détecteur, l'algorithme MENATE calcule l'ensemble des réactions primaires et secondaires que le neutron peut engendrer dès son

entrée dans le module en tenant compte des sections efficaces des différentes interactions possibles. Il en découle la détection ou non de la particule incidente suivant la valeur du seuil de détection que nous fixons au code (le seuil de détection correspond à la valeur minimale de la lumière que la particule doit créer dans le module pour être détectée).

Le programme MENATE fournit finalement l'efficacité  $\varepsilon$  d'un module scintillant :

$$\varepsilon(\%) = 100 \frac{N_{\text{dét}}}{N_{\text{gén}}} \quad (7.1)$$

où  $N_{\text{gén}}$  est le nombre de neutrons pénétrant dans le détecteur et  $N_{\text{dét}}$  le nombre de neutrons détectés.

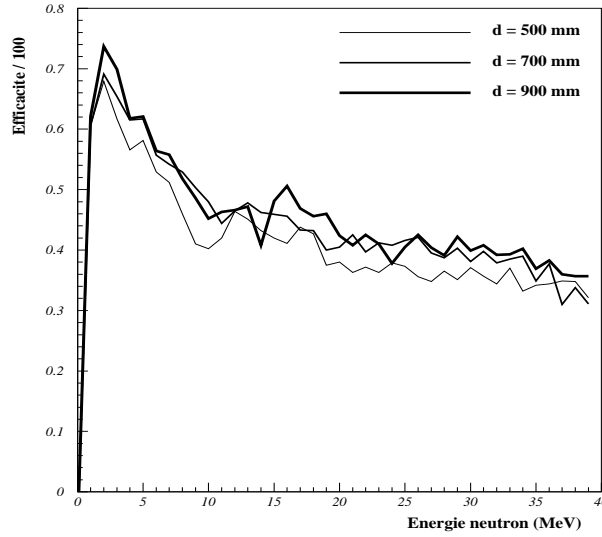
L'erreur statistique associée à  $\varepsilon$  est donnée par :

$$\Delta\varepsilon(\%) = 100 \frac{\sqrt{N_{\text{dét}}}}{N_{\text{gén}}} . \quad (7.2)$$

Nous choisissons une statistique suffisante ( $10^5$  neutrons générés pour chaque point en énergie) de manière à obtenir une incertitude relative sur l'efficacité faible et telle que :  $\Delta\varepsilon/\varepsilon \leq 5 \cdot 10^{-3}$  pour  $\varepsilon \approx 50\%$ .

La figure 7.8 présente l'évolution de l'efficacité d'un module DéMoN en fonction de l'énergie du neutron incident pour un seuil de 60 keVee (1 keVee : un keV équivalent électron est la lumière produite par un keV d'électrons s'arrêtant dans la cellule de détection). Cette courbe d'efficacité est tracée pour trois différentes distances  $d$  "source émettrice du neutron - face d'entrée du détecteur". On peut remarquer que l'influence de  $d$  sur l'efficacité est faible.





**Figure 7.8 :** Efficacité d’un module DéMoN en fonction de l’énergie du neutron incident pour un seuil de détection de 60 keVee et trois distances  $d$  “source émettrice du neutron - face d’entrée du détecteur” différentes.

La configuration géométrique du présent dispositif expérimental est telle que tous les modules DéMoN ne sont pas situés à la même distance de la cible. Nous avons donc effectué la simulation MENATE pour cinq distances  $d$  différentes (entre 500 mm et 900 mm), puis pour chaque cellule nous utilisons les résultats simulés pour la distance la plus proche de celle de la cellule concernée. Etant donné que l’efficacité dépend peu de  $d$ , nous jugeons cette approximation tout à fait valable.

Comme nous l’avons souligné plus haut, un des paramètres d’entrée du générateur d’évènements MENATE est la distance  $d$  “source émettrice du neutron - face d’entrée du détecteur”, donc les résultats de la simulation sont fonction de  $d$  (puisque l’angle d’incidence du neutron sur la face d’entrée du détecteur dépend de  $d$ ). Par définition, l’efficacité intrinsèque est liée à la structure d’une cellule uniquement et ne doit dépendre d’aucun

paramètre extérieur à la cellule tel que la distance d'émission de la particule comme c'est, par exemple, le cas ici. L'efficacité calculée précédemment n'est alors pas exactement l'efficacité *intrinsèque* d'une cellule DéMoN. Néanmoins, nous venons de voir qu'elle dépend peu de la distance "source émettrice du neutron - face d'entrée du détecteur" pour les distances que nous considérons dans notre expérience. On assimile par conséquent cette efficacité à l'efficacité intrinsèque.

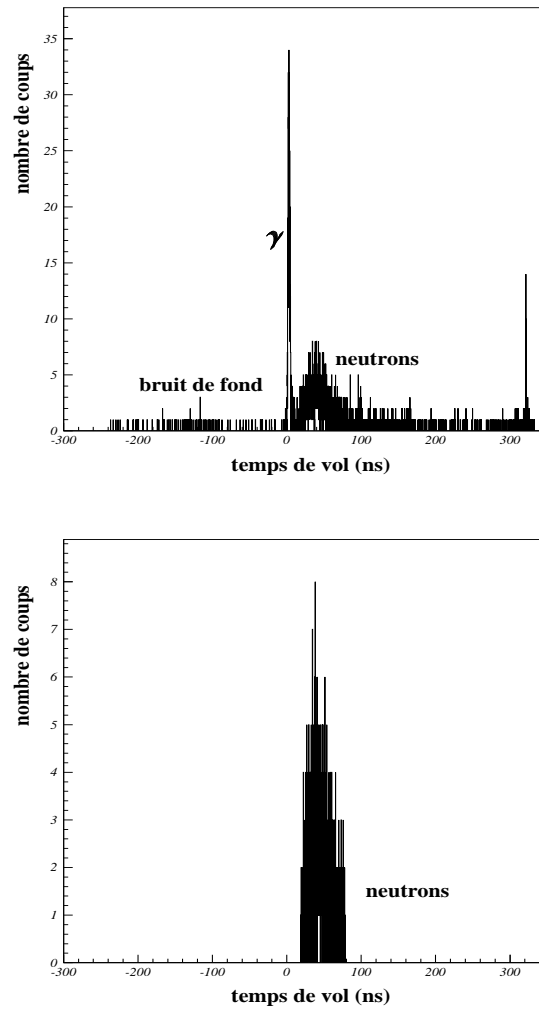
### Acceptance géométrique de DéMoN

Malgré le fait que nous ayons utilisé 41 modules placés tout autour de la cible, nous ne sommes évidemment pas dans le cas idéal d'un détecteur de neutrons  $4\pi$ . Or, les neutrons sont a priori émis dans toutes les directions de l'espace. Il faut donc déterminer la couverture angulaire de la configuration adoptée. Il en découle l'acceptance géométrique de DéMoN : elle est de 18% dans notre expérience.

### Bruit de fond

Toute expérience mettant en oeuvre la détection de neutrons est délicate du fait des multiples diffusions auxquelles les neutrons peuvent donner lieu sur le sol et les murs entourant les détecteurs. Par ailleurs, une mauvaise focalisation du faisceau est susceptible d'entraîner l'interaction de ce dernier avec le support de la cible et de conduire à l'émission de nombreux neutrons. Afin de limiter au maximum ces diverses sources de bruit de fond, plusieurs précautions ont été prises. Ainsi, la bonne focalisation du faisceau sur la cible est contrôlée tout au long de l'expérience. Afin de s'assurer du nombre limité d'éventuelles interactions d'un halo de faisceau avec le porte-cible, des prises de données avec une cible-trou sont effectuées en mode DéMoN auto-déclenché et des spectres de contrôle (de type  $(Q_{tot}, Q_{lente})$  par exemple) sont visualisés. Un taux de comptage trop important dans les compteurs DéMoN en l'absence de source est alors la signature de la mauvaise focalisation du faisceau.

Dans le but d'évaluer l'importance du bruit de fond dans notre expérience, on compare sur la figure 7.9 le spectre brut en temps de vol codé par DéMoN sur lequel aucune sélection (ni en charge, ni en temps) n'a été faite (tous les évènements validés par CORSET sont considérés) au spectre correspondant obtenu après sélection en charge, en temps ainsi qu'en énergie (on expliquera dans le chapitre 8 qu'on se restreint aux neutrons d'énergie comprise entre 1 MeV et 6 MeV). Sur le spectre brut de la figure 7.9, on considère que tous les évènements situés à gauche du pic  $\gamma$  (qui se trouve vers 2.5 ns, le temps de vol d'un  $\gamma$  étant extrêmement court) sont dus au seul bruit de fond. Les évènements de temps de vol compris entre  $\approx 17$  ns et  $\approx 70$  ns proviennent des neutrons mais également du bruit de fond. Il s'agit alors de déterminer la proportion de ce bruit par rapport à celle des neutrons dans cette région en temps. Pour ce faire, on note que dans l'intervalle en temps  $[-246 \text{ ns}, -11 \text{ ns}]$  sur le spectre brut, on dénombre 106 coups, soit  $106/235 = 0.4511$  coups par ns. Par contre, sur le spectre après sélection, on relève 892 évènements sur une plage en temps de 59.7 ns, soit 14.9414 coups par ns. Il en résulte que le pourcentage de bruit de fond dans la composante neutron est de  $0.4511/14.9414 = 0.0302$ , d'où l'on conclut que ce bruit de fond de l'ordre de 3% est tout à fait négligeable dans la présente expérience. Cette estimation du bruit a été présentée ici pour un détecteur donné de DéMoN (le détecteur 1) ; nous avons vérifié qu'elle était du même ordre de grandeur, et donc négligeable, pour l'ensemble des compteurs.



**Figure 7.9 :** Spectres en temps de vol avant (figure du haut) et après (figure du bas) sélection des évènements pour le module 1 de DéMoN (voir texte).

### Diaphonie et cross-talk

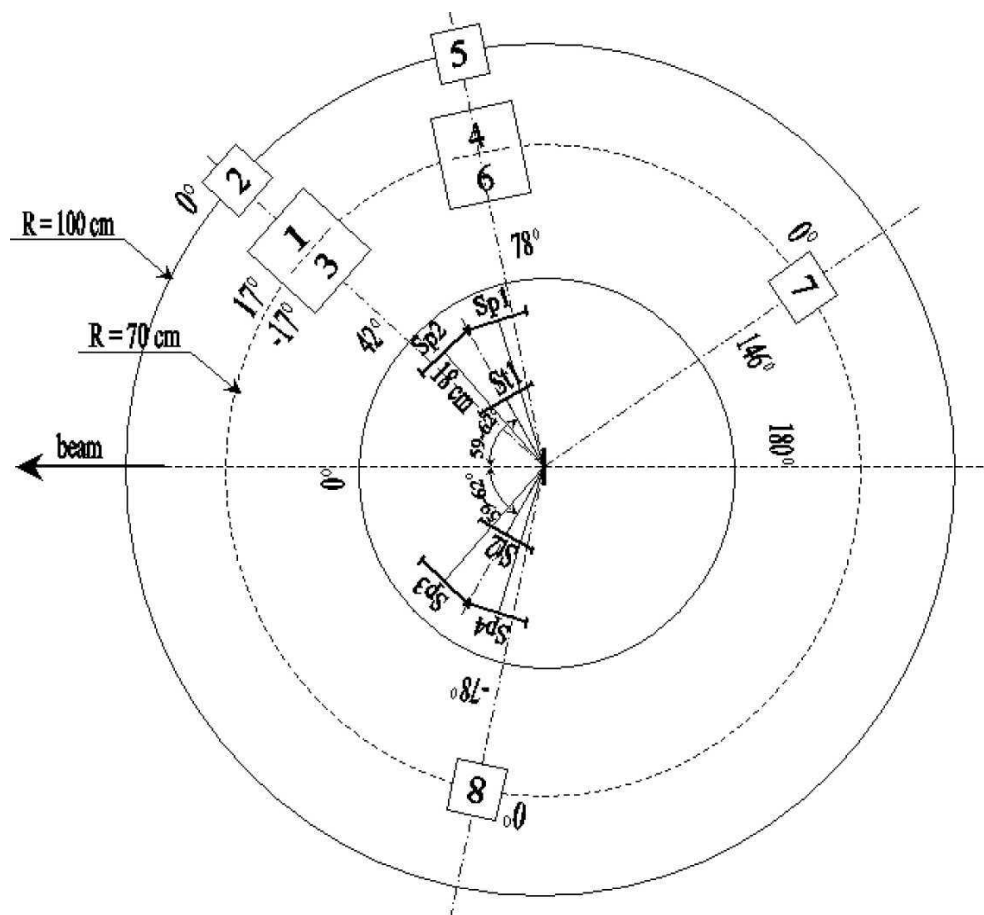
Suivant la géométrie du dispositif expérimental, deux phénomènes pouvant conduire à des résultats erronés doivent éventuellement être pris en compte. Ils sont liés au fait qu'un neutron entrant dans une cellule peut interagir avec le milieu, s'échapper et interagir encore dans un module voisin. Deux situations différentes peuvent alors se présenter :

- un neutron interagit dans une première cellule mais n’y est pas détecté en tant que neutron (la lumière créée est inférieure au seuil de détection ou bien seule une lumière caractéristique de la détection d’un  $\gamma$  est produite). Ce neutron est diffusé vers un second module dans lequel il est finalement identifié comme un neutron. Il en résultera une erreur sur l’angle mais aussi sur l’énergie de cette particule : c’est la *diaphonie*;
- un neutron interagit dans une première cellule, y est détecté en tant que neutron, puis est diffusé vers un second module dans lequel il est également identifié comme un neutron. Il en résultera un double comptage : c’est le *cross-talk*.

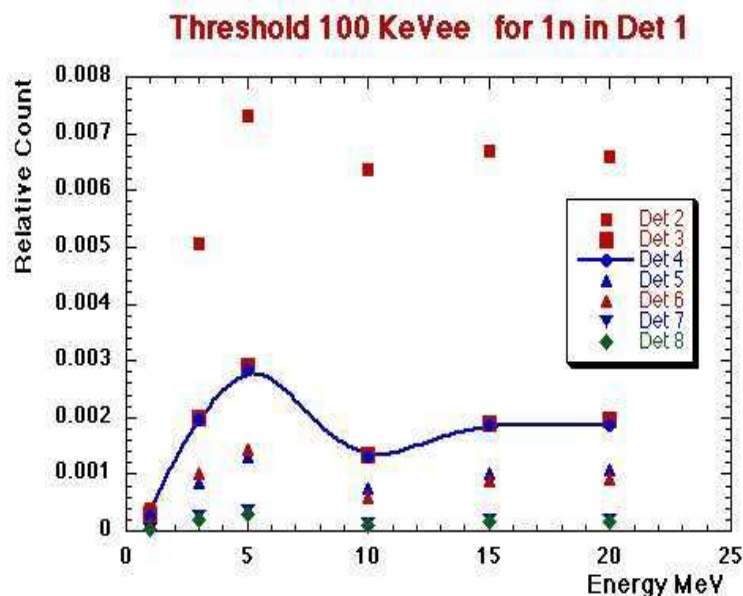
Il est évident que diaphonie et cross-talk sont d’autant plus importants que les cellules sont voisines les unes des autres et que le seuil de détection est bas. Il s’agit donc de trouver le meilleur compromis possible pour la configuration géométrique : ne pas trop rapprocher les modules afin de limiter diaphonie et cross-talk, mais suffisamment tout de même pour conserver une couverture angulaire raisonnable.

Afin d’estimer l’impact de ces deux phénomènes sur la qualité de nos résultats, on considère un ensemble de huit détecteurs DéMoN répartis dans l’espace comme schématisé sur la figure 7.10. Supposant qu’un neutron soit émis vers le module 1, on étudie la présence éventuelle d’un signal dans les autres cellules. Ce calcul est effectué à l’aide d’un code de simulation de diaphonie et de cross talk [75]. La figure 7.11 présente la probabilité de détecter un neutron en fonction de son énergie dans les modules 2 à 8 voisins du module 1 touché initialement, et ceci pour un seuil de détection de 100 keVee. On constate que, pour l’ensemble des modules autour de celui touché en premier lieu par le neutron incident, les taux de diaphonie et cross talk sont faibles. Sur la figure 7.12, on donne les proportions relatives des deux processus dans le détecteur 2 en fonction de l’énergie du neutron pour différentes valeurs du seuil. On peut y observer que le phénomène de diaphonie devient prépondérant devant celui du cross-talk lorsque le seuil de détection diminue. En effet, plus le seuil de détection est faible, plus une particule peu énergétique est susceptible

d'être détectée et donc la diaphonie diminue.

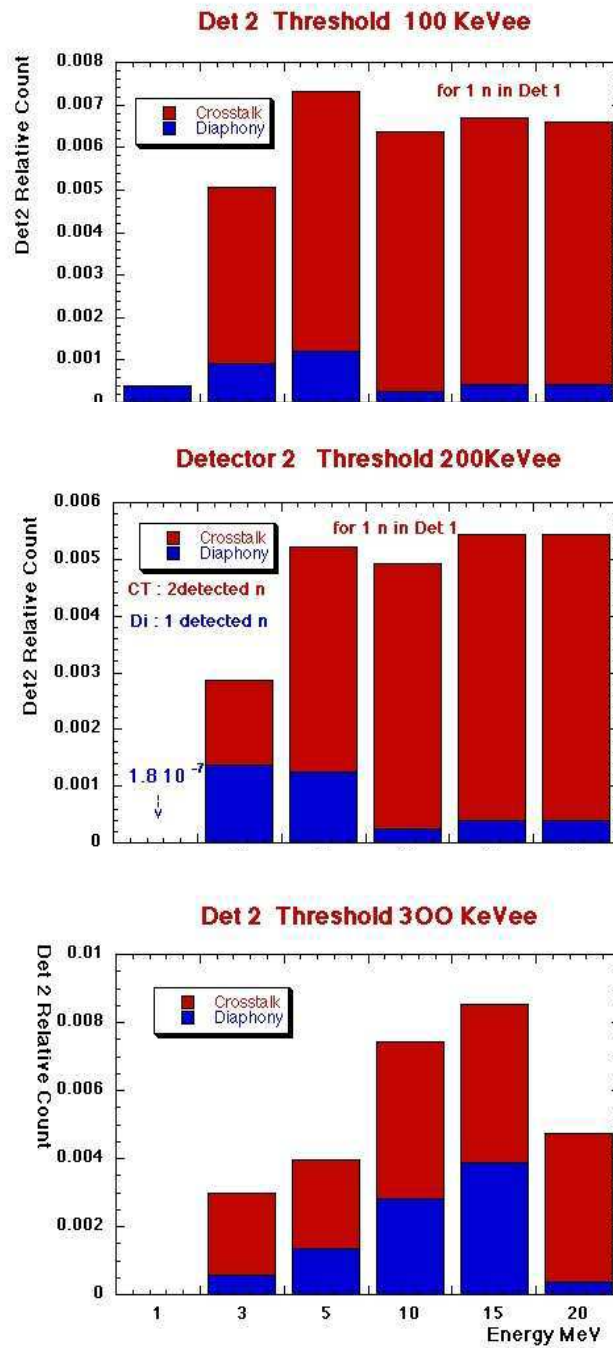


**Figure 7.10** : Exemple de configuration géométrique adoptée pour une estimation des taux de diaphonie et cross-talk.



**Figure 7.11** : Probabilité de détection d'un neutron en fonction de son énergie incidente dans les compteurs (2 à 8) voisins du détecteur 1 touché initialement.

Des calculs effectués pour notre configuration géométrique montrent que diaphonie et cross-talk sont de l'ordre de quelques pourcents seulement bien que les modules soient très proches les uns des autres (comparé aux expériences antérieures effectuées avec DéMoN). Ces deux phénomènes peuvent alors être négligés et la proximité des cellules DéMoN nous a permis de gagner en statistique [75].



**Figure 7.12** : Comparaison des proportions relatives des phénomènes de diaphonie et cross-talk dans le module 2 pour 3 valeurs du seuil de détection (100 keVee, 200 keVee et 300 keVee). Le détecteur 1 est celui touché initialement.



## 7.6 Electronique et système d'acquisition

Notre but est la mesure en coïncidence des fragments de fission et des neutrons émis, c'est-à-dire, qu'évènement par évènement, on souhaite enregistrer simultanément les caractéristiques des deux fragments de fission (temps de vol et positions) ainsi que celles des neutrons (temps de vol, charges totale et lente).

Le schéma électronique d'acquisition est présenté sur la figure 7.13.

L'acquisition propre au multidétecteur DéMoN utilisée dans l'expérience met en jeu deux standards :

- le standard CAMAC (Computer Automated Measurement And Control) pour le codage des paramètres issus de CORSET,
- le standard VXI (VME eXtension for Instrumentation) pour le codage des paramètres issus de DéMoN.

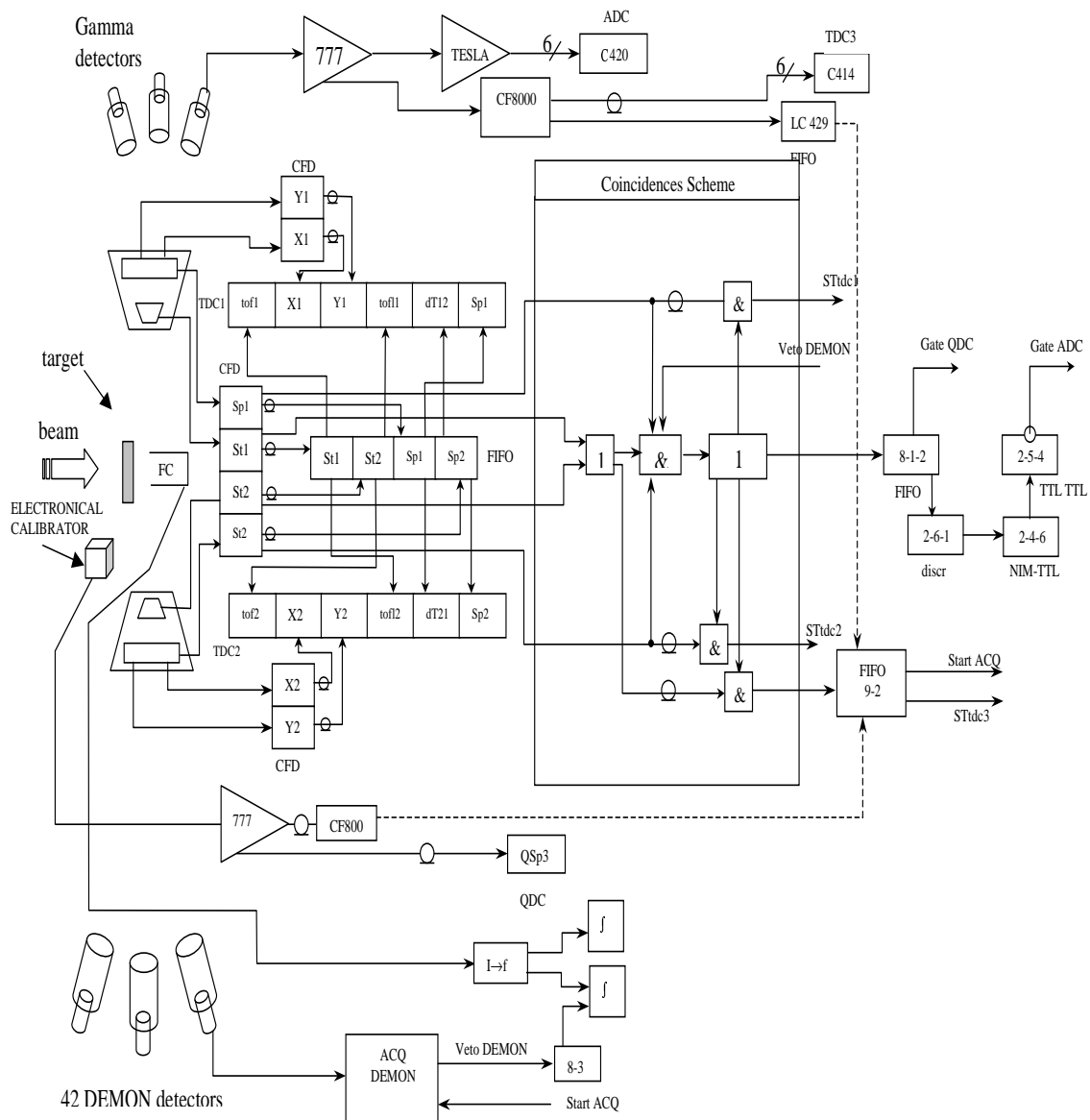
Ces deux chaînes électroniques sont regroupées via le VME (Versabus Module Europe). Une description détaillée des connexions entre les paniers VXI, CAMAC et VME, ainsi que la philosophie complète de ce type d'acquisition sont données dans la référence [76].

Dans la présente expérience, le détecteur de fragments CORSET était le détecteur *maître* et DéMoN le détecteur *esclave*. L'acquisition d'un évènement n'est validée par CORSET que si **deux signaux STOP** (un signal STOP pour chaque bras de CORSET) **et au moins un signal START** (provenant du START1 ou du START2) sont présents. L'acquisition ne collecte, traite et code que les évènements valides de CORSET, on dit que ce dernier est utilisé en mode *synchrone*. DéMoN, quant à lui, fonctionne ici selon le mode *asynchrone*. En effet, le traitement du signal dans DéMoN est démarré dès qu'un module est touché. Ce traitement est interrompu, avec une remise à zéro (perte complète de l'information) si au bout d'un intervalle de temps  $\Delta t$  ( $\approx 800$  ns) aucun signal de validation fourni par le détecteur maître CORSET n'est parvenu à DéMoN. Ainsi, DéMoN

(détecteur esclave) est soumis aux instructions de CORSET qui commande l'enregistrement des évènements.

Le standard VXI étant beaucoup plus rapide ( $\approx 4$  à  $5 \mu s$ ), l'information DéMoN est stockée dans des mémoires rapides gérées par le bus VME en attendant la fin du codage CAMAC beaucoup plus lent ( $\approx 50 \mu s$ ).

Finalement, les données écrites sur bande sont constituées d'une partie de longueur fixe correspondant à 36 paramètres CAMAC, informations relatives à CORSET, et d'une partie de longueur variable composée de paramètres VXI, informations relatives à DéMoN (la longueur de cette seconde partie est fonction du nombre de compteurs DéMoN touchés dans l'évènement).



**Figure 7.13 :** Schéma électronique.

# Chapitre 8

## ETALONNAGE DES DETECTEURS RESULTATS EXPERIMENTAUX

### 8.1 Introduction

Dans le présent chapitre sont exposées les méthodes employées afin d'extraire l'information qui nous intéresse à partir des mesures expérimentales. En effet, les données fournies par un détecteur, qui s'expriment en terme de nombre de canaux, ne sont directement interprétables, mais doivent en premier lieu être transformées en quantités physiques. Après cette première phase dite d'étalonnage, les grandeurs auxquelles nous aurons accès sont les suivantes :

- les masses et vitesses des fragments de fission grâce à CORSET,
- les distributions angulaires et énergétiques des neutrons grâce à DéMoN.

## 8.2 CORSET

Comme il a été mentionné dans la section 7.6, l'acquisition ne prend en compte un évènement que si CORSET a délivré deux signaux STOP et au moins un signal START. Etant donné qu'ils représentaient près de 90% de l'ensemble des évènements, nous avons choisi de nous limiter aux évènements les plus "complets", soit à ceux pour lesquels les deux signaux STOP (condition nécessaire) mais également les deux signaux START sont présents.

Les quantités expérimentales auxquelles CORSET donne accès sont les localisations des fragments dans les détecteurs STOP ainsi que les temps de vol des fragments entre les signaux START et STOP pour chacun de ses bras.

### 8.2.1 Etalonnage en temps de CORSET

Les signaux de CORSET sont enregistrés par deux TDC (Time to Digital Converter) : TDC1 pour le bras droit et TDC2 pour le bras gauche. Chacun de ces TDC est déclenché par le signal issu d'un des quatre détecteurs STOP du bras correspondant. Six signaux sont codés pour chacun des bras comme indiqué sur le schéma électronique de la figure 7.13. Quatre de ces quantités nous intéressent plus particulièrement ici ; il s'agit, par exemple pour le bras droit, de :

- $tof1$  temps entre les signaux START et STOP,
- $X1$  abscisse du fragment indicé 1 sur le détecteur STOP,
- $Y1$  ordonnée du fragment indicé 1 sur le détecteur STOP,
- $dT12$  temps entre le signal STOP du bras droit et celui du bras gauche.

La différence de temps entre les signaux START et STOP ( $tof$ ) pour un bras donné est convertie en nanosecondes par la droite d'étalonnage :

$$\Delta t(\text{ns}) = b_t + a_t \times \Delta T(\text{canaux}) \quad (8.1)$$

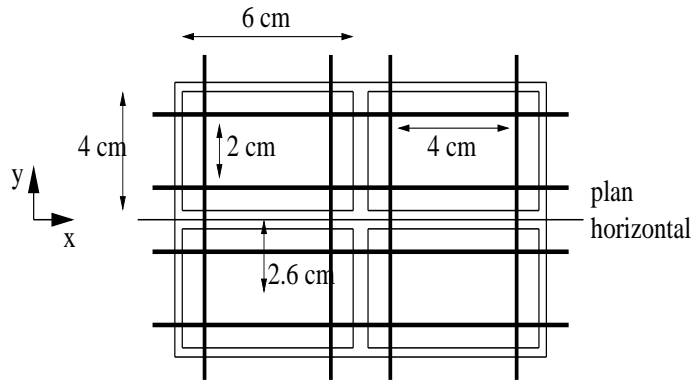
Le coefficient  $a_t$  de cette équation est déterminé par l'introduction de lignes à retard bien définies dans la chaîne électronique. Le coefficient  $b_t$  est ensuite obtenu par une référence connue en énergie et qui correspond dans notre cas à l'énergie cinétique totale du système calculée dans le cadre de la systématique de Viola [77].

### 8.2.2 Etalonnage en position de CORSET

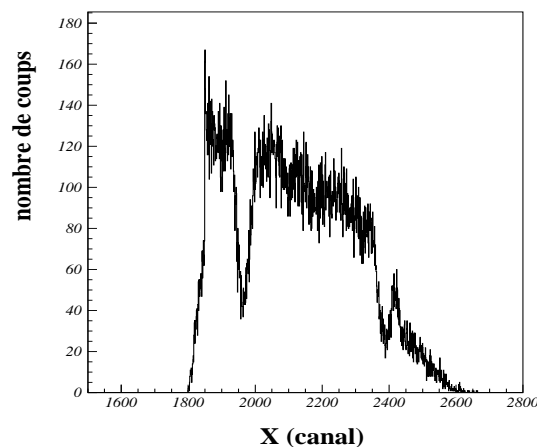
Sur chaque galette STOP sont placés quatre fils qui masquent le détecteur et dont on connaît avec précision les positions comme il est schématisé sur la figure 8.1. Par conséquent, l'observation d'un spectre en position d'un fragment de fission montre un déficit du nombre de coups à l'emplacement de ces fils. Sur la figure 8.2 on identifie bien les valeurs en canaux des abscisses de deux de ces fils (canaux 1959 et 2387). A l'aide de ces deux points et de la connaissance de la géométrie exacte d'un détecteur STOP (cf. figure 8.1), on détermine aisément la relation entre les abscisses des impacts des ions exprimées en canaux  $X$  et celles exprimées en unités physiques  $x$ , soit les coefficients  $a_x$  et  $b_x$  de la droite définie par l'équation :

$$x(\text{mm}) = b_x + a_x \times X(\text{canaux}). \quad (8.2)$$

La même démarche est adoptée pour étalonner les détecteurs STOP en ordonnée.



**Figure 8.1** : Géométrie d'un détecteur STOP et localisation des repères en position.



**Figure 8.2** : Exemple de spectre brut des abscisses  $X$  d'un fragment sur le détecteur STOP. Un déficit du nombre de coups est observé à l'emplacement des fils qui masquent la galette (canaux 1959 et 2387 ici).

La position  $(x, y)$  du fragment permet de déterminer ses angles d'émission  $(\theta, \varphi)$  et finalement la distance qu'il a parcourue entre le lieu de la réaction (au centre de la cible) et son point d'impact sur le détecteur STOP ainsi que la distance parcourue entre le START et le STOP. La connaissance du temps de vol correspondant, via la relation 8.1, et celle de la distance parcourue entre les détecteurs START et STOP pour chaque bras nous permettent alors de calculer la vitesse de chacun des fragments de fission entre ces deux galettes.

### 8.2.3 Détermination des masses des fragments

#### Equations cinématiques

Afin d'évaluer les masses des fragments de fission, on fait l'hypothèse d'un processus binaire :



où  $f_1$  et  $f_2$  représentent les fragments de fission détectés.

Les lois de conservation de l'impulsion dans le référentiel du laboratoire s'écrivent :

$$\begin{cases} t_{f1} = \frac{D_{f1}}{V_{f1}} = \frac{D_{f1} A_{f1} \sin(\theta_{f1} + \theta_{f2})}{A_O V_O \sin \theta_{f2}} \\ t_{f2} = \frac{D_{f2}}{V_{f2}} = \frac{D_{f2} A_{f2} \sin(\theta_{f1} + \theta_{f2})}{A_O V_O \sin \theta_{f1}} \end{cases} \quad (8.4)$$

où  $D, V, A$  et  $\theta$  sont respectivement la distance de vol, la vitesse, la masse et l'angle polaire relativement à l'axe du faisceau des noyaux  $f_1$  et  $f_2$  donnés en indice.  $A_O$  et  $V_O$  correspondent au projectile d'oxygène  $^{18}\text{O}$ .

En introduisant la différence de temps de vol  $\Delta t_{12} = t_{f1} - t_{f2}$  et la conservation de la masse totale  $A_{tot} = A_O + A_{Bi}$  (étant donné l'hypothèse d'un processus binaire), il vient que :

$$\begin{cases} A_{f1} = \frac{1}{D_{f1}/\sin \theta_{f2} + D_{f2}/\sin \theta_{f1}} \times \left[ \frac{A_O V_O \Delta t_{12}}{\sin(\theta_{f1} + \theta_{f2})} + \frac{D_{f2} A_{tot}}{\sin \theta_{f1}} \right] \\ A_{f2} = A_{tot} - A_{f1} \end{cases} \quad (8.5)$$

ou encore

$$\begin{cases} V_{f1} = \frac{A_O V_O \sin \theta_{f2}}{A_{f1} \sin(\theta_{f1} + \theta_{f2})} \\ V_{f2} = \frac{A_O V_O \sin \theta_{f1}}{(A_{tot} - A_{f1}) \sin(\theta_{f1} + \theta_{f2})} \end{cases} \quad (8.6)$$

### Calcul des masses avec prise en compte des pertes d'énergie

Du fait de l'interaction d'un ion dans la matière, des pertes d'énergie sont à prendre en compte à plusieurs étapes du processus :

- perte d'énergie des ions incidents d' $^{18}\text{O}$  dès leur entrée dans la cible (avant la réaction) qui détermine l'énergie incidente "effective". Dans notre cas, le faisceau



d'énergie 78 MeV fourni par l'accélérateur correspond, du fait de cette perte d'énergie, à un faisceau d'énergie 77.6 MeV à l'endroit de l'interaction (qu'on suppose être le centre de la cible),

- perte d'énergie des fragments de fission lors de leur sortie de la cible (après la réaction),
- perte d'énergie des fragments dans les détecteurs START.

Ces corrections sont déterminées par l'utilisation des tables de pertes d'énergie [78].

Comme nous venons de le mentionner, la vraie vitesse initiale est calculée en estimant la perte d'énergie de l'ion incident dans les différents constituants de la cible avant la réaction. Par ailleurs, les vitesses des fragments entre les galettes START et STOP sont connues (puisque les deux étalonnages précédents permettaient de déterminer le temps et la distance de vol du fragment entre les détecteurs START et STOP) : ces vitesses sont exactes, ne nécessitent aucune correction, car directement issues des mesures expérimentales de temps et de position. On fait alors l'hypothèse que les vitesses des fragments entre le point d'interaction et les détecteurs START sont égales à leurs vitesses entre le START et le STOP (ce qui n'est pas exactement le cas en raison des pertes d'énergie du fragment dans la cible et le START). Ces vitesses nous permettent de déterminer les masses du couple de fragments à l'aide des relations (8.5). Utilisant ces masses, on calcule leurs pertes d'énergie dans la cible et les START ainsi que les vitesses entre START et STOP résultantes : elles donnent évidemment lieu à des valeurs de vitesse différentes des valeurs mesurées, les masses utilisées dans le calcul ne sont donc pas exactes. La démarche est réitérée jusqu'à obtenir la convergence du processus que nous jugeons satisfaisante lorsque :  $|A_{f1}^{i+1} - A_{f1}^i| \leq 0.01$  uma ( $i$  est relatif au numéro de l'itération).

### Remarques : estimation des erreurs sur la masse

Le fait de considérer un processus binaire ne prend pas en compte l'éventuelle émission de particules (dans le sens où la somme des masses des fragments de fission est égale à la masse du noyau composé formé dans la fusion d'après les relations (8.5)). L'erreur introduite par une telle hypothèse est a priori faible pour un système tel que le nôtre puisque le nombre de particules évaporées est petit comme nous le verrons dans la suite. Par contre, pour des systèmes plus lourds, pour lesquels près de 8 neutrons peuvent être émis, une telle hypothèse semble plus risquée. Néanmoins, cette affirmation reste à vérifier. En effet, plus le nombre de neutrons émis est grand, plus leur émission est isotrope et donc ne va modifier que très peu la direction de leur émetteur. Par conséquent, les erreurs sur les angles seront en moyenne d'autant plus importantes que le nombre de neutrons émis est petit. Elles entraîneront également des erreurs sur les masses. Il faut donc rester prudent quant à l'affirmation précédente !

D'un autre côté, les angles et vitesses utilisés dans les équations (8.5) et (8.6) sont des quantités mesurées, donc exactes. L'incertitude introduite par la non prise en compte de l'évaporation de particules intervient alors uniquement dans l'équation de conservation :  $A_{f2} = A_{tot} - A_{f1} = A_O + A_{Bi} - A_{f1}$ . Plus rigoureusement, il faudrait écrire :  $A_{f2} = A_{tot} - A_{f1} - M^{pré}$  où  $M^{pré}$  correspond au nombre de neutrons émis avant la scission du noyau composé. Il en résulte l'incertitude sur la masse du fragment :  $\Delta A_{f2} = \Delta A_{tot} + \Delta A_{f1} + \Delta M^{pré} = \Delta A_{f1} + \Delta M^{pré}$ . L'analyse des données expérimentales du détecteur de neutrons DéMoN dans le chapitre 8 aboutit à une erreur sur la multiplicité de pré-scission telle que  $\Delta M^{pré} \approx 0.15$ . Par ailleurs, la résolution en masse du détecteur de fragments CORSET est de 3 à 4 uma (cf. section 7.4.1). L'incertitude sur  $M^{pré}$  intervient donc de façon tout à fait négligeable et on observe que le fait de considérer un processus binaire donne lieu à une incertitude indépendante de la taille du système.

Une autre source d'erreur vient de l'hypothèse selon laquelle le faisceau est infiniment fin et parfaitement focalisé.

Ces approximations, qui s'ajoutent aux incertitudes expérimentales, contribuent à l'élargissement des distributions en masse et vitesse des fragments de fission.

## Résultats

La distribution de masse des fragments de fission est représentée sur la figure 8.3. Elle a été obtenue en tenant compte du domaine angulaire couvert par les deux fragments en coïncidence, domaine qui est fonction de leur masse et de leur énergie (normalisation à l'espace  $4\pi$ ). On devine sur cette distribution la présence de plusieurs modes de fission. Ceci se trouve confirmé par la figure 8.4 qui montre la variation de l'énergie cinétique totale moyenne  $\langle TKE \rangle$  des fragments au point de scission en fonction de leur masse : une structure y est effectivement observée. Cette valeur du  $\langle TKE \rangle$  a été déterminée à partir des vitesses mesurées des fragments entre START et STOP et des masses calculées. Afin de mettre en évidence les différents modes de fission et d'estimer leur contribution relative, on suppose une distribution gaussienne de chacun d'entre eux. Le meilleur ajustement de la distribution de masse de la figure 8.3 ainsi obtenu est donné sur la figure 8.5 : on note l'existence de trois modes de fission. En plus de la fission symétrique, deux modes asymétriques sont présents, l'un centré autour de la masse  $A = 132$  uma, l'autre autour de  $A = 140$  uma. L'ajustement de ce spectre de masse a été réalisé à l'aide de trois fonctions gaussiennes caractérisées par leur valeur moyenne  $\langle m \rangle$  et leur écart-type  $\sigma$  :

$$Y(m) = C \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[ -\frac{(m - \langle m \rangle)^2}{2\sigma^2} \right].$$

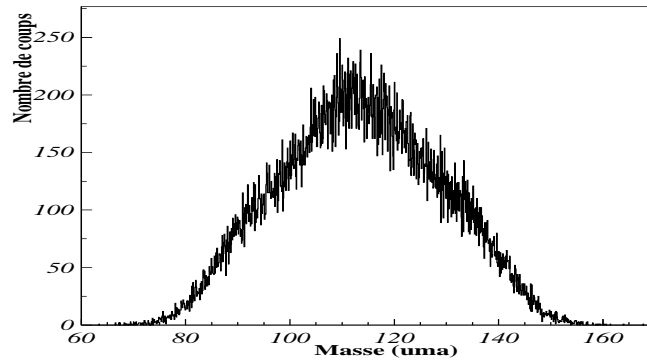
Les paramètres des trois distributions sont pour les différentes voies de fission donnés par :

- $\langle m \rangle = 113$  et  $\sigma = 10.8$  pour la composante symétrique ;
- $\langle m \rangle = 132$  et  $\sigma = 5.0$  pour la composante asymétrique  $A = 132$  ;
- $\langle m \rangle = 140$  et  $\sigma = 5.0$  pour la composante asymétrique  $A = 140$ .

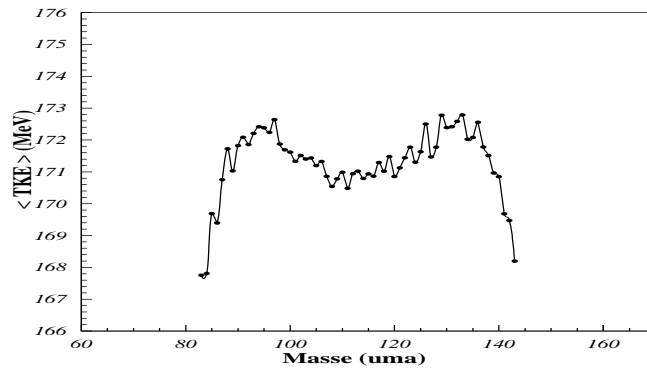
La stabilité du noyau sphérique doublement magique d'étain  $^{132}\text{Sn}$  ( $Z = 50$ ,  $N = 82$ ) explique le premier mode de fission asymétrique (appelé *standard 1* selon U. Brosa). Il est communément admis que le second mode asymétrique (appelé *standard 2*) centré en  $A = 140$  s'explique par l'existence d'une fermeture de couche à  $N = 84$  dans le cas d'un noyau déformé. La contribution à la masse  $A = 140$  est alors attribuée au noyau déformé de baryum  $^{140}\text{Ba}$  ( $Z = 56$ ,  $N = 84$ ) [87].

La variété des vallées de fission n'a pas uniquement une influence sur les distributions de masse mais également sur la valeur du  $\langle TKE \rangle$  comme nous l'avons constaté avec la figure 8.4. En effet, les noyaux composés donnant lieu à des couples de fragments distincts suivent différentes vallées de fission et n'ont donc pas la même trajectoire dans l'espace énergétique de déformation ; notamment ils se caractérisent par des points selles et de scission distincts, donc par des hauteurs de barrière différentes et par conséquent des énergies cinétiques au point de scission différentes.

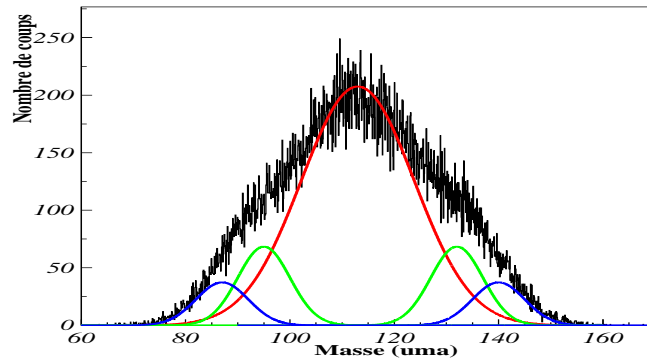
**Remarque :** la décomposition de la distribution de masse expérimentale en  $n$  composantes gaussiennes est une procédure tout à fait justifiée à haute énergie où l'influence des effets de couche peut être négligée ; elle permet d'obtenir des informations sur les  $n$  modes de fission. Néanmoins, à plus basse énergie, certaines expériences ont montré que, du fait de la présence de couches déformées, la distribution d'un mode de fission peut dévier de cette allure gaussienne [85]. Ne disposant pour le moment d'aucune indication supplémentaire relative à ce phénomène et du fait de l'apparente pertinence de cet ajustement constatée sur la figure 8.5, nous avons tout de même choisi une déconvolution en fonctions gaussiennes de notre distribution de masse expérimentale.



**Figure 8.3 :** Distribution de masse des fragments de fission du  $^{227}\text{Pa}$  synthétisé par la réaction :  $^{18}\text{O} (78\text{MeV}) + ^{209}\text{Bi} \longrightarrow ^{227}\text{Pa}$ .



**Figure 8.4 :** Energie cinétique totale moyenne  $\langle TKE \rangle$  des fragments de fission du  $^{227}\text{Pa}$  au point de scission en fonction de leur masse.



**Figure 8.5 :** Ajustements gaussiens de la distribution de masse des fragments de fission du  $^{227}\text{Pa}$  et mise en évidence de la présence de trois modes de fission (voir texte).

La figure 8.6 présente la corrélation entre l'énergie cinétique totale  $TKE$  des fragments au point de scission et leur masse. Pour différentes coupures en  $TKE$ , les contributions relatives des modes de fission symétrique et asymétriques varient. En effet, la proportion des modes asymétriques est d'autant plus importante que l'énergie cinétique des fragments est élevée comme l'atteste la figure 8.7 où on a représenté la distribution de masse pour divers intervalles en  $TKE$ . Ce constat est en contradiction avec les prévisions des modèles macroscopiques [89] qui prédisent une énergie cinétique d'autant plus élevée que le mécanisme est symétrique comme le suggère la relation macroscopique :

$$\langle TKE(M) \rangle = \langle TKE(A/2) \rangle \left[ 1 - \left( \frac{M - A/2}{A/2} \right)^2 \right]$$

Faisons l'hypothèse de systèmes nucléaires dont les centres de charge coïncident avec leur centre de masse. La répulsion coulombienne associée à un système de deux fragments sphériques de même taille (par exemple issus de la fission symétrique) est alors supérieure à celle associée à un couple de noyaux sphériques de taille différente (par exemple issus de la fission asymétrique). Le fait que dans notre analyse l'énergie cinétique soit plus faible pour le mode de fission symétrique (cf. figures 8.4 et 8.7) suggère par conséquent que les centres de charge des fragments *naissants* soient plus éloignés que dans le cas d'une configuration de forme sphérique, soit que les deux noyaux du mode symétrique sont déformés, de forme relativement allongée, au point de scission. Dans le cas de la fission asymétrique par contre, les énergies cinétiques élevées laissent penser à des configurations plus compactes des fragments naissants à la scission.

Ces hypothèses relatives à la forme du noyau composé de *pré-scission* (c'est-à-dire juste avant que ne se rompe son col) sont confirmées par les calculs de vallée de fission de U. Brosa et collaborateurs [88]. En effet, leurs travaux ont mis en évidence l'existence de plusieurs vallées de fission correspondant à différentes formes du noyau de pré-scission dont :

- une configuration symétrique particulièrement allongée et donnant lieu à deux fragments de même masse ;
- deux configurations asymétriques plus compactes que la forme symétrique comprenant :
  - le mode *standard* 1 gouverné par le noyau sphérique doublement magique  $A = 132$ ,
  - le mode *standard* 2 dû à la stabilité du noyau déformé  $A = 140$ . La configuration du mode *standard* 1 est légèrement plus compacte que celle du *standard* 2 ce qui explique que l'énergie cinétique moyenne associée à la masse  $A = 132$  est supérieure à celle correspondant à  $A = 140$  (cf. figure 8.4).

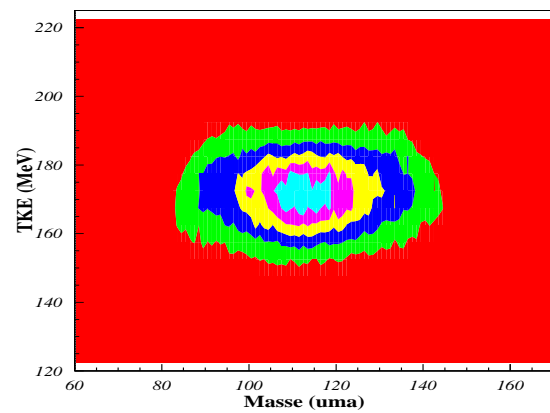


Figure 8.6 : Corrélation entre l'énergie cinétique totale  $TKE$  des fragments et leur masse.

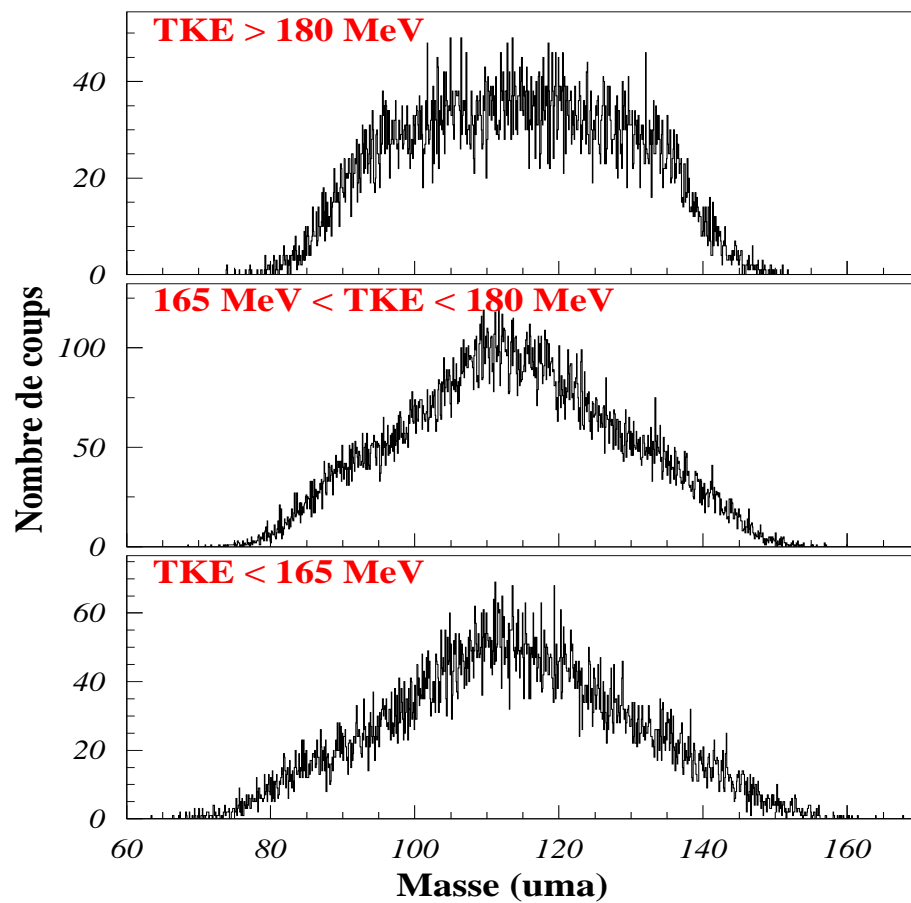


Figure 8.7 : Distribution de masse des fragments pour différentes coupures en  $TKE$ .



## 8.3 DéMoN

### 8.3.1 Seuil de détection

Afin de minimiser le bruit électronique, seules les particules ayant une énergie supérieure au seuil de détection pourront être analysées. Par ailleurs, pour connaître l'efficacité de détection et pouvoir comparer entre eux les taux de comptage des différents modules de DéMoN, il faut fixer une même valeur de ce seuil à l'ensemble des détecteurs, valeur en deçà de laquelle le signal n'est pas traité. Le seuil s'exprime en keVee.

En pratique, on établit d'abord la relation linéaire entre l'énergie  $E$  (en keVee) déposée par une particule dans le scintillateur et la charge totale  $Q_{tot}$  (en canaux) collectée en sortie du PM pour chaque module de DéMoN :

$$E(\text{keVee}) = C_0 + C_1 \times Q_{tot}(\text{canaux}) \quad (8.7)$$

où  $C_0$  et  $C_1$  sont les coefficients à déterminer par l'étalonnage ; ils dépendent du module considéré.

Etant donné cette relation, on en déduit pour chaque cellule de DéMoN la valeur seuil de la charge totale  $Q_{tot,seuil}$  (en canaux) en deçà de laquelle la particule n'est pas analysée :

$$Q_{tot,seuil}(\text{canaux}) = \frac{E_{seuil}(\text{keVee}) - C_0}{C_1} \quad (8.8)$$

En attribuant une valeur élevée aux hautes tensions appliquées aux modules DéMoN, on parvient à atteindre un seuil de détection très faible et ainsi à détecter les particules de plus basse énergie.

Dans le but d'établir la relation (8.7), nous avons utilisé les spectres  $\gamma$  de la charge détectée de plusieurs sources radioactives connues, et notamment la position du pic photoélectrique ou celle du front Compton. Les sources  $\gamma$  dont nous avons fait usage sont résumées dans le tableau 8.1 ainsi que l'énergie du photon qu'elles émettent et celle utilisée pour

l'étalonnage des spectres en charge qui correspond à l'énergie du pic photoélectrique ou du front Compton (voir discussion ci-dessous).

sources	$E_\gamma$ (MeV)	Energies utilisées (MeV)
$^{241}\text{Am}$	0.05954	0.05954 (photoélectrique)
$^{22}\text{Na}$	0.51100	0.34067 (Compton)
$^{137}\text{Cs}$	0.66162	0.47729 (Compton)
$^{22}\text{Na}$	1.27455	1.06173 (Compton)

**Tableau 8.1** : Sources  $\gamma$  et énergies associées utilisées pour l'étalonnage en énergie du multidétecteur DéMoN.

### Méthode par mesure du pic photoélectrique

Lors de l'interaction d'un photon  $\gamma$  par effet photoélectrique, celui-ci cède la totalité de son énergie  $E_\gamma$  à un électron qui possède alors une énergie cinétique :

$$E_{photo}^{e-} = E_\gamma \quad (8.9)$$

La lumière créée dans le scintillateur étant due uniquement aux électrons,  $E_{photo}^{e-}$  s'exprime de façon équivalente en keV ou en keVee.

Le rayonnement  $\gamma$  émis par la source d' $^{241}\text{Am}$  se caractérise par une énergie faible de 59.54 keV. Pour des énergies inférieures à 100 keVee, l'interaction d'une particule  $\gamma$  dans un scintillateur organique comme le NE213 se fait essentiellement par effet photoélectrique. Pour le module DéMoN 43 par exemple, le spectre en charge de l' $^{241}\text{Am}$  est tracé sur la figure 8.8. Ce dernier témoigne de la présence d'un pic situé à une valeur de la charge totale  $Q_{tot} = 408$  canaux. Par conséquent, la position de ce pic  $\gamma$  sur le spectre en charge

totale de l' $^{241}\text{Am}$  correspond au pic photoélectrique  $Q_{tot}^{photo}$ , soit à une énergie de 59.54 keVee.

### Méthode par mesure du front Compton

Les rayonnements  $\gamma$  émis par toutes les autres sources utilisées pour notre étalonnage se caractérisent par des énergies supérieures à 100 keVee pour lesquelles l'interaction d'un rayon  $\gamma$  dans le scintillateur se fait essentiellement par effet Compton.

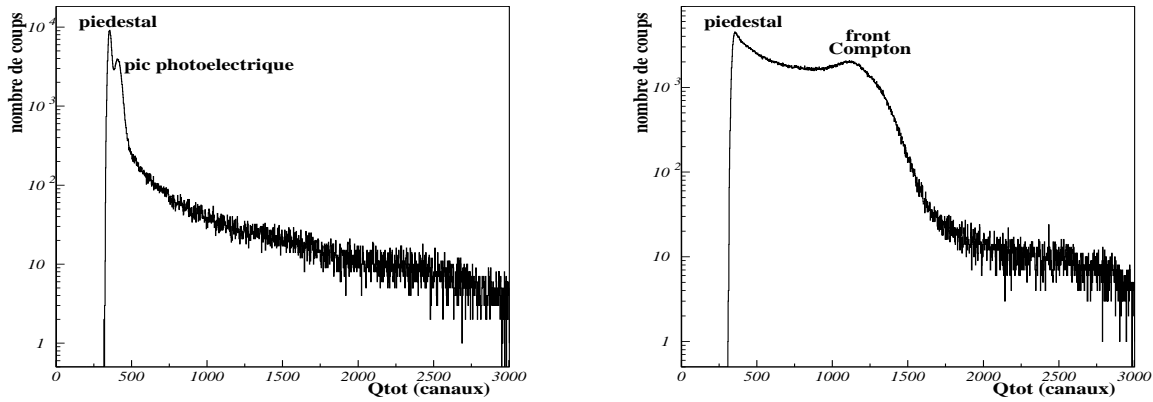
Par rétro-diffusion Compton d'un  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma$ , l'énergie cinétique  $E_{Compton}^{e-}$  maximale de l'électron de recul a pour valeur :

$$E_{Compton}^{e-}|_{max} = \frac{2E_\gamma/m_e c^2}{1 + 2E_\gamma/m_e c^2} \times E_\gamma \quad (8.10)$$

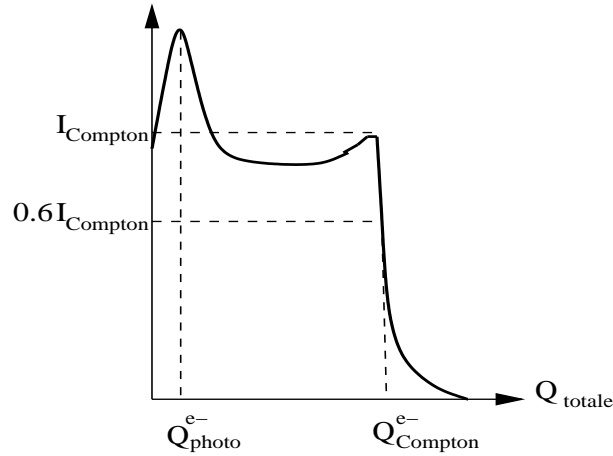
où  $m_e c^2$  est l'énergie de masse de l'électron (511 keV). Comme pour l'effet photoélectrique, la lumière créée dans le scintillateur étant due uniquement aux électrons,  $E_{Compton}^{e-}|_{max}$  s'exprime de façon équivalente en keV ou en keVee. Sur la figure 8.8, on a mis en évidence le front Compton obtenu pour le détecteur 43 devant lequel a été placée une source de  $^{137}\text{Cs}$ .

On suppose alors que la valeur  $Q_{tot}^{Compton}$  prise par la charge totale pour un nombre de coups égal à 60% de la hauteur maximale du spectre Compton mesuré correspond à la détection de l'électron d'énergie  $E_{Compton}^{e-}|_{max}$  (ceci parce que l'expérience est évidemment incapable de restituer le front Compton théorique parfait!) (voir schéma de la figure 8.9). Pour le module 43 et la source de  $^{137}\text{Cs}$ , le front Compton prend sa valeur maximale pour  $Q_{tot} = 1175$  canaux mais on considère que  $Q_{tot} = Q_{tot}^{Compton}$  pour  $Q_{tot} = 1273$  canaux.

L'allure d'un spectre en charge totale idéal montrant les effets photoélectrique et Compton est représentée sur la figure 8.9 ainsi que la méthode d'étalonnage exposée ci-dessus.



**Figure 8.8 :** Mises en évidence du pic photoélectrique de la source  $\gamma$  d' $^{241}\text{Am}$  (spectre de gauche) et du front Compton de la source  $\gamma$  de  $^{137}\text{Cs}$  (spectre de droite) pour le module 43 de DéMoN.



**Figure 8.9 :** Schéma du pic photoélectrique et du front Compton d'une source  $\gamma$ .

## Résultats

La correspondance entre les valeurs de  $Q_{\text{tot}}$  en canaux et les énergies en keVee pour les différentes sources nous permet de déterminer pour chaque compteur la relation (8.7). A

titre d'exemple, la droite d'étalonnage ainsi obtenue pour le module numéro 43 est tracée sur la figure 8.10 : on peut noter la linéarité plus que satisfaisante de la courbe.

Etant donné que pour tous les modules de DéMoN, il a été possible de mettre en évidence le pic photoélectrique de l' $^{241}\text{Am}$ , nous avons choisi de fixer le seuil de détection à la valeur relativement basse de 60 keV. Ne seront donc analysés que les neutrons tels que :

$$Q_{tot} \geq Q_{tot,seuil} \quad \text{en terme de canaux} \quad (8.11)$$

où  $Q_{tot,seuil}$  (en canaux) correspond au pic de l' $^{241}\text{Am}$  pour chaque module DéMoN.

Pour un neutron d'énergie donnée interagissant dans le scintillateur, le spectre en charge détectée correspond à toute une distribution de charge puisque le neutron peut ne céder qu'une fraction de son énergie lorsqu'il diffuse sur un noyau du milieu. La valeur maximale que peut prendre cette charge correspond alors à l'énergie du neutron incident. Pour le domaine en énergie cinétique neutron auquel nous sommes confrontés (de quelques centaines de keV à quelques MeV), le neutron interagit dans un scintillateur de type NE213 essentiellement par diffusion élastique sur l'hydrogène et le carbone du milieu. Le rendement lumineux du carbone étant négligeable, la lumière produite est due au seul proton de recul et le rendement lumineux du neutron est assimilé à celui du proton. Or, la conversion de l'énergie de recul d'un proton dans le scintillateur NE213 en énergie de luminescence est donnée par la paramétrisation suivante [79] :

$$E_{e-} = 0.83E_p - 2.82[1.0 - \exp(-0.25E_p^{0.93})] \quad (8.12)$$

et on a :  $E_{e-} = 59.54 \text{ keV} \implies E_p = 480.0 \text{ keV}.$

Ainsi, notre seuil de détection correspond à des neutrons d'énergie 480 keV.

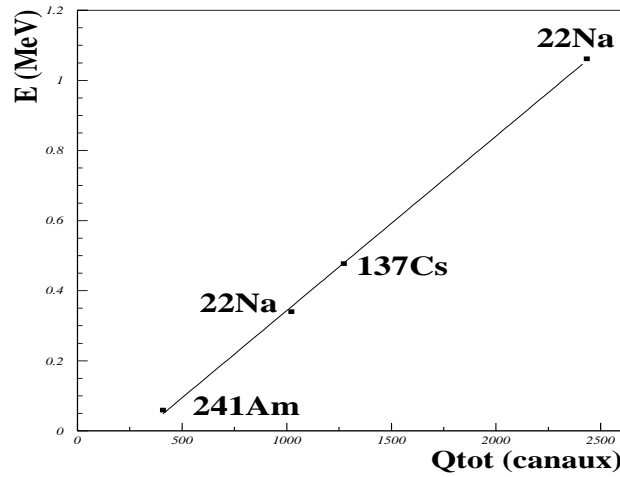


Figure 8.10 : Droite de calibration en énergie du détecteur 43 de DéMoN.

### 8.3.2 Discrimination neutron- $\gamma$

#### Discrimination par le spectre ( $Q_{tot}$ , $Q_{lente}$ )

Comme il en a été fait mention dans la section 7.5.3, c'est l'analyse en forme de la composante de la charge collectée par le PM qui va nous permettre de décider du type de la particule (neutron ou  $\gamma$ ) détectée dans DéMoN.

Pour chaque module, on représente la corrélation ( $Q_{tot}$ ,  $Q_{lente}$ ) obtenue par la méthode des portes intégrantes décrite dans la section 7.5.3 : on y observe deux composantes, l'une relative aux neutrons, l'autre aux  $\gamma$  (cf. figure 7.6). On choisit comme courbe séparatrice des deux composantes un polynôme d'ordre 4. Il en résulte qu'on identifie comme un neutron toute particule de charge lente  $Q_{lente}$  telle que :

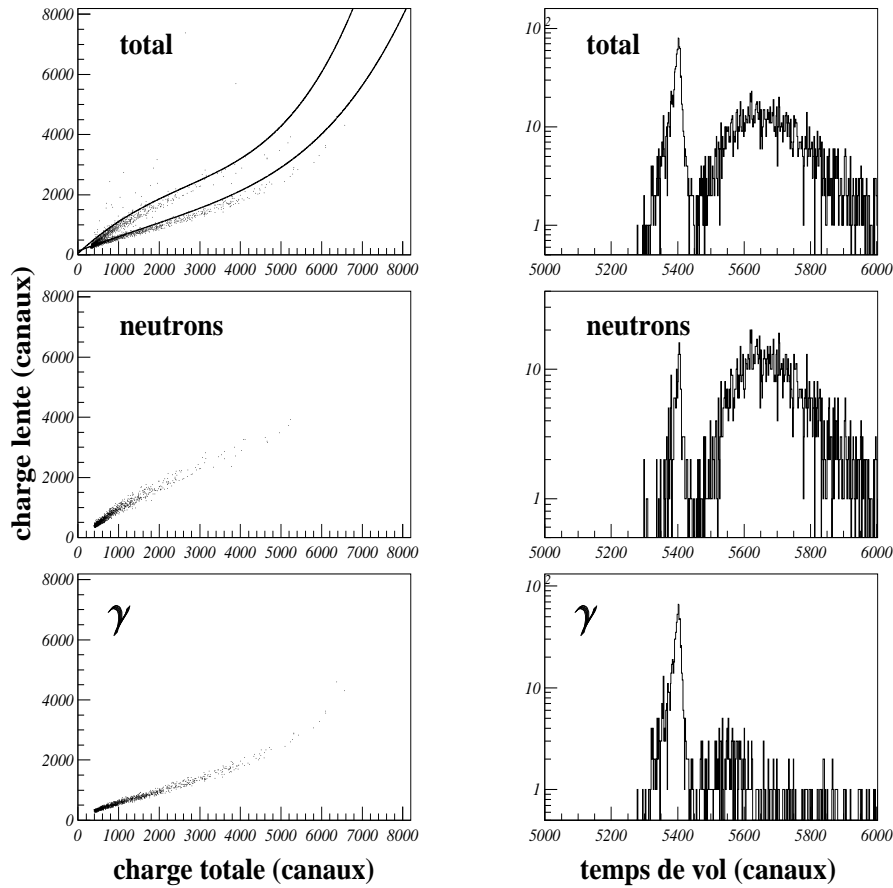
$$Q_{lente} \geq a_0 + a_1 \times Q_{tot} + a_2 \times Q_{tot}^2 + a_3 \times Q_{tot}^3 + a_4 \times Q_{tot}^4 \quad (8.13)$$

Néanmoins, la figure 7.6 montre également un certain nombre de particules de charge lente relativement élevée quelle que soit la charge totale. Ces points du spectre corres-

pondent à des empilements : le signal est dû à la détection de plus d'une particule dans la même cellule. Nous nous affranchissons de ce phénomène par la construction d'un second polynôme d'ordre 4 caractérisé par ses coefficients  $b_i$  ( $i = 0, 1, 2, 3, 4$ ) et permettant ainsi l'isolement de la composante neutron.

Finalement, est identifiée comme neutron toute particule satisfaisant aux deux conditions suivantes :

$$\begin{cases} Q_{lente} \geq a_0 + a_1 \times Q_{tot} + a_2 \times Q_{tot}^2 + a_3 \times Q_{tot}^3 + a_4 \times Q_{tot}^4 \\ Q_{lente} \leq b_0 + b_1 \times Q_{tot} + b_2 \times Q_{tot}^2 + b_3 \times Q_{tot}^3 + b_4 \times Q_{tot}^4 \end{cases} \quad (8.14)$$



**Figure 8.11** : Discrimination neutron- $\gamma$  pour le compteur 2 de DéMoN par les spectres en charge (gauche) et en temps de vol (droite) (voir texte).

### Discrimination par le temps de vol

Sur la figure 8.11, on représente le spectre  $(Q_{tot}, Q_{lente})$  et le spectre en temps de vol correspondant dans trois cas :

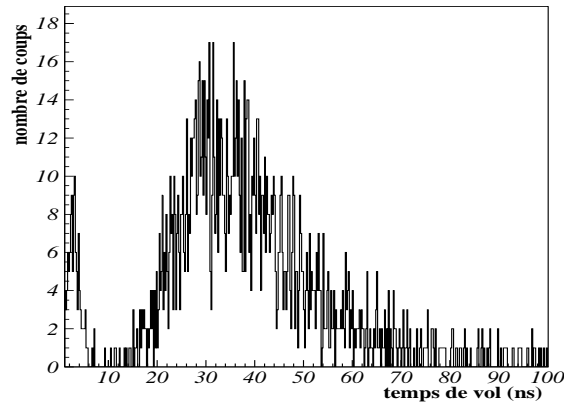
- cas 1 : sans condition sur la charge  
(spectre du haut)
- cas 2 : avec la condition (8.14) sur la charge (composante neutron seule)  
(spectre intermédiaire)
- cas 3 : avec la condition inverse de (8.13) sur la charge (composante  $\gamma$  seule)  
(spectre du bas)

Le spectre en temps de vol sans sélection (cas 1) se compose d'un pic important à 5400 canaux qui correspond aux  $\gamma$  (temps de vol le plus court). Le spectre relatif aux neutrons uniquement (cas 2) laisse encore apparaître une composante  $\gamma$  due à la mauvaise discrimination en charge pour les faibles valeurs de charge totale et celui correspondant aux photons  $\gamma$  uniquement (cas 3) contient une composante neutron due aux réactions  $^{12}\text{C}(n, n' \gamma)^{12}\text{C}$  (cf. discussion dans la section 7.5.3).

La composante  $\gamma$  sur le spectre neutron qui “pollue” notre discrimination est rejetée de l'analyse par une condition supplémentaire sur le temps de vol. Pour chaque cellule, on transforme les spectres de temps de vol bruts en spectres physiques (cf. section 8.3.3 suivante) puis on définit une coupure en temps de vol qui nous affranchit de cette composante  $\gamma$ . A l'aide de la figure 8.12, on présente le spectre en temps de vol résultant obtenu par la seule discrimination en charge (8.14) décrite précédemment ; on y observe effectivement encore la présence d'une composante  $\gamma$  dont nous ne souhaitons pas tenir compte. Ainsi, dans cette analyse, n'ont été considérées comme neutron que les particules ayant un temps de vol tel que :

$$t \geq 10 \text{ ns} \quad (8.15)$$





**Figure 8.12 :** Spectre en temps de vol du module 2 de DéMoN après discrimination sur la charge par la relation (8.14). La composante  $\gamma$  (située sur cet exemple vers 2 ns) sera retirée de l'analyse par une coupure en temps de vol à 10 ns (voir texte).

Les conditions (8.11), (8.14) et (8.15) évoquées précédemment permettent finalement la sélection des neutrons.

### 8.3.3 Energie et temps de vol des neutrons

L'énergie cinétique du neutron s'écrit :

$$E_n = \frac{1}{2} m_n \left( \frac{d_n}{t_n} \right)^2 \quad (8.16)$$

où  $E_n$ ,  $m_n$ ,  $d_n$ ,  $t_n$  correspondent respectivement à l'énergie cinétique, à la masse au repos, à la distance et au temps de vol du neutron.

#### Temps de vol

Comme pour CORSET, il s'agit de convertir les temps en canaux fournis par DéMoN en quantités physiques, soit de déterminer pour chaque module du multidétecteur les

coefficients  $a^{D\acute{e}MoN}$  et  $b^{D\acute{e}MoN}$  de la droite d'étalonnage suivante :

$$t^{D\acute{e}MoN}(\text{ns}) = b^{D\acute{e}MoN} - a^{D\acute{e}MoN} \times T^{D\acute{e}MoN}(\text{canaux}). \quad (8.17)$$

Le codage de DéMoN étant déclenché par l'arrivée d'un signal dans un module et arrêté par le signal de déclenchement de la voie maître CORSET, le spectre en canaux est en fait inversé par rapport au temps réel (d'où le signe “−” dans la relation (8.17)).

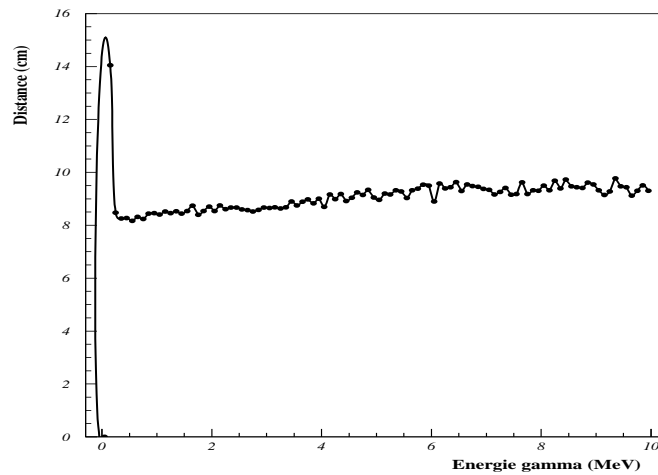
Les coefficients directeurs  $a^{D\acute{e}MoN}$  de ces droites sont calculés à partir de mesures préalables de déclenchement de DéMon par lui-même. Pour ce faire, une ligne à retard parfaitement connue est introduite dans la chaîne électronique. La différence de temps entre une mesure effectuée avec ce retard et en son absence permet de calculer  $a^{D\acute{e}MoN}$  pour chaque cellule.

Les ordonnées à l'origine  $b^{D\acute{e}MoN}$  sont déterminées grâce aux particules  $\gamma$ . En effet, les  $\gamma$  se déplacent à la vitesse de la lumière, leur temps de vol est donc parfaitement connu et vaut :

$$t_{\gamma}^{D\acute{e}MoN}(\text{ns}) = \frac{d_{\gamma}^{D\acute{e}MoN}}{c} \equiv b_{\gamma}^{D\acute{e}MoN} - a^{D\acute{e}MoN} \times T_{\gamma}^{D\acute{e}MoN}(\text{canaux}). \quad (8.18)$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière ( $c = 300 \text{ mm/ns}$ ).

$d_{\gamma}^{D\acute{e}MoN}$  correspond à la distance de vol du  $\gamma$ . Le code MENATE, dont nous avons déjà fait usage pour les calculs d'efficacité dans la section 7.5.4, prédit qu'un photon, en moyenne, déclenche le module à la moitié de sa profondeur, comme l'atteste la figure 8.13 [80]. Ainsi, la distance de vol  $d_{\gamma}^{D\acute{e}MoN}$  est connue pour chaque détecteur DéMoN ( $d_{\gamma}^{D\acute{e}MoN} \equiv$  distance entre la cible et la face d'entrée du module + profondeur d'interaction du  $\gamma$  dans ce module que nous supposons être de 10 cm) de par la configuration géométrique du dispositif expérimental. On détermine alors aisément le temps de vol  $\gamma$  exact pour tous les compteurs par  $t \equiv d/c$ .



**Figure 8.13** : Profondeur d'interaction d'un  $\gamma$  dans un scintillateur de type NE213 (la valeur 0 pour la distance correspond à la face d'entrée du détecteur).

On observe néanmoins sur la figure précédente que pour les photons de faible énergie ( $\approx 0.1$  MeV) la distance d'interaction dans un module est largement supérieure à 10 cm. En fait, pour une telle énergie, la probabilité d'interaction du  $\gamma$  par effet Compton est extrêmement élevée. Or, lors d'une telle interaction, le dépôt d'énergie du photon est faible de telle sorte que son parcours dans le détecteur peut être relativement important. Par ailleurs, le seuil de détection considéré ici étant bas ( $\approx 60$  keVee), un  $\gamma$  doté d'une énergie de l'ordre de 0.1 MeV peut tout à fait être détecté [80]. Ce point n'avait jamais été mis en lumière dans les expériences antérieures puisqu'on ne cherchait pas à voir ces particules expérimentalement considérant toujours un seuil plus élevé bien supérieur à 100 keVee. Dans le cas présent, pour le système considéré, on estime la probabilité d'avoir un  $\gamma$  aussi peu énergétique extrêmement faible. Etant donné la rareté de cette classe d'évènements, nous considérerons donc toujours que la distance d'interaction est de 10 cm pour un photon.

Puisque les coefficients directeurs  $a^{D\acute{e}MoN}$  sont connus, on pourrait penser pouvoir calculer aisément les valeurs  $b_{\gamma}^{D\acute{e}MoN}$  à l'aide de  $t_{\gamma}^{D\acute{e}MoN}$  et de la relation (8.18). En réalité, le temps de vol mesuré par DÉMON ne correspond pas au temps réellement mis par la particule entre son émission et sa détection dans le module touché comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent lors de la présentation du système d'acquisition. En effet, sa mesure s'achève par l'arrivée du signal de validation fourni par le détecteur maître. Par conséquent, nous devons tenir compte dans les relations (8.17) et (8.18) du temps de vol  $t_{ff}^{d\acute{e}cl}$  du fragment qui déclenche l'acquisition jusqu'au détecteur START [81]. Il en résulte :

$$t^{D\acute{e}MoN}(\text{ns}) = -t_{ff}^{d\acute{e}cl}(\text{ns}) + b^{D\acute{e}MoN} - a^{D\acute{e}MoN} \times T^{D\acute{e}MoN}(\text{canaux}). \quad (8.19)$$

Appliquant la relation (8.19) aux photons  $\gamma$ , on déduit la valeur de  $b^{D\acute{e}MoN}$  pour chaque cellule du multidétecteur, ce qui détermine complètement la droite d'étalonnage en temps de DÉMON et finalement le temps de vol des neutrons.

## Energies

La distance de vol d'un neutron peut s'exprimer comme :

$$d_n = D + d_n^{int} \quad (8.20)$$

où  $D$  est la distance entre la cible et la face d'entrée du compteur touché et  $d_n^{int}$  la profondeur d'interaction du neutron dans ce compteur.

La profondeur de pénétration  $d_n^{int}$  du neutron dans la cellule DÉMON n'est a priori pas connue avec précision. On en fait une estimation grâce à la simulation de type Monte-Carlo MENATE [82, 83]. En plus de ses calculs d'efficacité que nous avons utilisé précédemment, ce code est capable de déterminer la corrélation entre l'énergie incidente d'un neutron entrant dans une cellule de scintillateur NE213 et son parcours moyen dans ce module avant d'être détecté. Pour ce faire, MENATE tient compte de l'ensemble des réactions

que peut subir le neutron dans le liquide organique, recalcule son énergie après chaque interaction, détermine la lumière produite et finalement décide si le neutron est détecté ou non tenant compte du seuil de détection que nous avons fixé (60 keVee).

L'algorithme suivi pour estimer la distance parcourue par le neutron dans la cellule est alors le suivant :

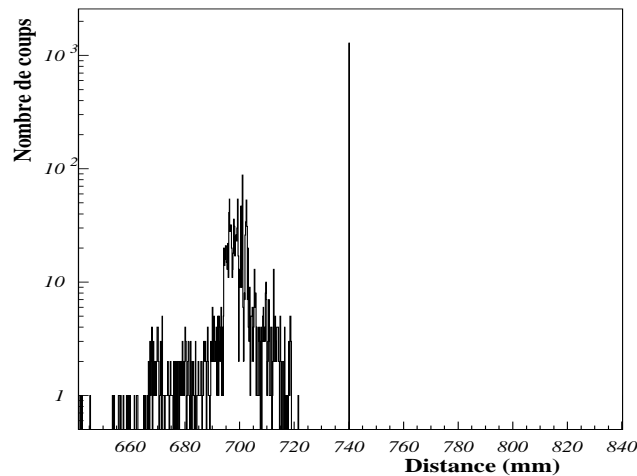
1. on se donne une distance arbitraire de détection  $d_n^{int,0} = 70$  mm qui correspond approximativement au milieu de la cellule ;
2. étant donné cette distance et le temps de vol  $t_n$  connu du neutron via la relation (8.19), on détermine l'énergie  $E_n^0$  que le neutron devrait avoir connaissant sa vitesse  $v_n^0 = d_n^{int,0}/t_n$  ;
3. on considère alors les résultats de MENATE et on observe que cette énergie  $E_n^0$  est associée à une profondeur de pénétration  $d_n^{int,1}$  différente de  $d_n^{int,0}$  ;
4. à partir de  $d_n^{int,1}$ , on calcule la nouvelle énergie  $E_n^1$  qui, toujours à l'aide des données de MENATE, donne lieu à une profondeur de détection  $d_n^{int,2}$  ;
5. l'énergie  $E_n^2$  déduite de  $d_n^{int,2}$  et  $t_n$  est comparée à  $E_n^1$  : si ces deux valeurs sont différentes, on répète l'algorithme en cherchant  $d_n^{int,3}$  associé à  $E_n^2$  d'après MENATE ;
6. cette procédure itérative est ainsi menée jusqu'à obtenir une convergence des calculs, soit des énergies  $E_n^i$  et  $E_n^{i+1}$  suffisamment proches ( $i$  est relatif au numéro de l'itération). En pratique, on estime avoir trouvé la distance de détection  $d_n^{int}$  lorsque  $|E_n^{i+1} - E_n^i| \leq 1\%$  et l'énergie du neutron est alors donnée par :  $E_n = E_n^i$ .

La distribution de la distance de vol des particules détectées dans le module 2 de DéMoN est représentée sur la figure 8.14. La cellule 2 de longueur 200 mm est telle que sa face d'entrée est située à une distance de 640 mm de la cible. Deux composantes contribuent à cette distribution :

- la composante  $\gamma$  : elle est positionnée exactement au centre du détecteur à une distance de 740 mm de la cible puisque nous avons fait l'hypothèse que les  $\gamma$  in-

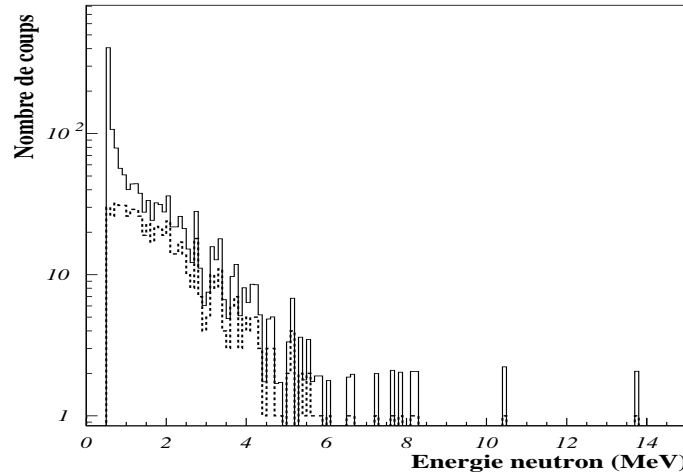
teragissent effectivement en moyenne à une profondeur de 100 mm (cf. discussion précédente et figure 8.13),

- la composante neutron : on remarque que les neutrons interagissent dans la première moitié du détecteur.



**Figure 8.14 :** Distance de vol des particules détectées dans le module 2 de DéMoN.

Enfin, la distribution énergétique des neutrons émis au cours du processus de fission du noyau de  $^{227}\text{Pa}$  est donnée sur la figure 8.15 pour un module DéMoN donné. On y compare les spectres obtenus avec et sans prise en compte de l'efficacité intrinsèque du détecteur. Dans la section 7.5.4, nous présentions cette efficacité en fonction de l'énergie du neutron (cf. figure 7.8) : elle est maximale pour les énergies neutron les plus faibles. Ainsi, tenir compte de l'efficacité a essentiellement comme on le peut le voir une influence sur le spectre à basse énergie.



**Figure 8.15** : Distribution énergétique des neutrons pour le module 43 : en pointillés on donne la distribution expérimentale et en trait plein cette même distribution corrigée de l’efficacité intrinsèque du compteur.

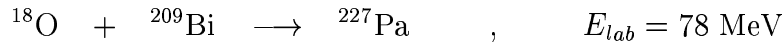
On observe également sur ce spectre énergétique une “brutale” remontée du taux de comptage pour les énergies les plus basses (entre 480 keV qui est notre seuil de détection et  $\approx 1$  MeV). En fait, une analyse détaillée de MENATE montre qu’à faible énergie la variation de l’efficacité en fonction de l’énergie est très rapide. Etant donné que notre seuil de détection est relativement bas, nous prenons donc en compte de telles variations de l’efficacité (pour les valeurs en énergie juste au-dessus du seuil) [80]. Lors de l’étalonnage de DéMoN, nous étions plus que satisfaits d’avoir atteint un seuil aussi peu élevé. Néanmoins, afin de s’affranchir de ce problème d’efficacité, nous ne traiterons que les particules d’énergie supérieure à 1 MeV [81, 84].

Dans la distribution expérimentale précédente, on constate également que le nombre d’évènements correspondant à des neutrons d’énergie supérieure à 6 MeV est extrêmement faible. Afin d’éviter de prendre en compte du bruit ou de devoir faire face à des problèmes de statistique, nous choisissons de ne considérer que les neutrons d’énergie inférieure à 6

MeV dans toute la suite de notre analyse (notamment dans la détermination du nombre de neutrons de pré-scission) [81, 84].

## 8.4 Conclusion

L'analyse des données expérimentales du détecteur d'ions lourds CORSET nous a permis dans ce chapitre de mettre en évidence la présence de la fission multimodale au cours de la réaction :



En effet, la distribution de masse des fragments présente trois modes différents, un mode de fission symétrique et deux modes de fission asymétriques. Grâce à la bonne résolution en masse propre à CORSET (3 à 4 uma), nous sommes parvenus à discriminer les deux modes asymétriques ( $A = 132$  et  $A = 140$ ) ce qui aurait été délicat avec un détecteur de résolution légèrement plus faible.

L'étalonnage des données brutes fournies par le multidétecteur DéMoN nous a permis de construire, entre autres, les distributions angulaires et énergétiques des neutrons émis au cours de la réaction. De même, il faut mettre l'accent sur les performances du détecteur de neutrons dont nous avons pu fixer le seuil de détection à une valeur très basse. Le système considéré est un noyau lourd (et non superlourd) et faiblement excité ; on s'attend donc à un nombre de neutrons émis peu élevé et probablement à des particules peu énergétiques. Une bonne statistique (et donc une analyse plus fiable) nécessite par conséquent d'en récolter le plus grand nombre. La multiplicité et la proximité des cellules DéMoN dans cette expérience ont pu également contribuer dans ce sens. Dans le prochain chapitre, toutes ces informations vont nous permettre de discriminer les neutrons de pré- et de post-scission. Il sera alors particulièrement intéressant d'étudier l'évolution du nombre de neutrons de pré-scission avec l'asymétrie du couple de fragments.



Un des objectifs majeurs du présent travail, clairement affiché en introduction, étant d'analyser les prescriptions théoriques de fission, la distribution de masse expérimentale ainsi que les multiplicités de neutrons de pré-scission seront comparées aux résultats du modèle dans la suite de ce manuscrit.

## Chapitre 9

# MULTIPLICITES DE PRE- ET DE POST-SCISSION

Dans l'étude de la dynamique de la fission, une donnée intéressante est la multiplicité des particules légères de pré-scission. Le processus de fission donne lieu à des fragments dotés d'une énergie d'excitation non nulle et donc susceptibles d'émettre des particules. Le multidétecteur DéMoN détecte, a priori, aussi bien les neutrons émis par le noyau composé avant sa scission que ceux résultant de la désexcitation des fragments de fission. Par conséquent, seule la multiplicité totale  $M^{tot}$ , somme des multiplicités de pré-  $M^{pré}$  et de post-scission  $M^{post}$ , est accessible à partir des mesures. Dans le présent chapitre, nous nous proposons de déterminer les valeurs respectives  $M^{pré}$  et  $M^{post}$  issues des données expérimentales.

Dans une première partie, nous présentons la méthode employée dans ce but. Elle est basée sur une *analyse en source* : on exploite les corrélations entre les directions et vitesses de détection des particules et les directions et vitesses des différents émetteurs (le noyau composé et les fragments de fission). La seconde partie de ce chapitre est consacrée aux résultats.

## 9.1 Principe de l'analyse en source

Dans le référentiel du laboratoire, le noyau composé recule à la vitesse du centre de masse dans la direction du faisceau. Les fragments de fission, en plus de cette vitesse d'entraînement, bénéficient d'une accélération résultant de leur répulsion coulombienne mutuelle lors de la scission. Ainsi, la distribution angulaire des particules détectées peut nous renseigner quant à leur noyau d'origine :

- les particules émises par le noyau composé ont une distribution angulaire focalisée vers l'avant dans le laboratoire (qui est la direction du noyau composé),
- les particules émises par les fragments sont plus fortement focalisées dans la direction de ces fragments.

C'est donc la connaissance des directions des fragments (données par CORSET) et de celles des particules (données par DéMoN) qui va permettre de séparer particules de pré- et de post-scission. Etant donné que nous ne disposons ici que d'un détecteur de neutrons, on se limite à l'étude des multiplicités de neutrons.

Les distributions angulaires des neutrons seront d'autant plus discriminantes que les fragments sont émis à grand angle par rapport à l'axe du faisceau (qui est la direction du noyau composé). Néanmoins, ces distributions sont conditionnées par la position du détecteur CORSET. En effet, seuls sont enregistrés les neutrons émis en coïncidence avec les fragments de fission qui, quant à eux, présentent une distribution angulaire relativement étroite gouvernée par la géométrie du dispositif expérimental. Les bras de CORSET se positionnant à des angles de  $52^\circ$  et  $108^\circ$  de part et d'autre de l'axe du faisceau dans notre configuration (cf. figure 7.2), la distribution angulaire des fragments consiste essentiellement en deux composantes centrées autour de ces deux valeurs (cf. figure 7.4).

### 9.1.1 Paramètres de l'ajustement et simulation

Les quantités qui nous intéressent ici sont les multiplicités de neutrons. Dans le cadre de l'analyse en source décrite précédemment, on considère trois sources émettrices poten-

tielles de particules : le noyau composé et les deux fragments de fission. A partir de ces trois sources, on simule une émission de neutrons suivant le modèle d'évaporation développé dans la section suivante. Il en résulte des valeurs de  $M^{pré}$  et  $M^{post}$ , mais également les distributions angulaires des particules émises qui, contrairement à  $M^{pré}$  et  $M^{post}$ , sont accessibles à l'expérience. En fait, étant donné que nous ne nous restreignons pas à la fission symétrique mais souhaitons exploiter l'asymétrie de masse, il nous faut prendre en compte deux valeurs de multiplicité de post-scission qui a priori sont différentes :  $M^{post1}$  pour le fragment indicé 1 et  $M^{post2}$  pour le fragment indicé 2 (dans le cas de la fission symétrique, on considère que les fragments émettent en moyenne le même nombre de particules, soit que  $M^{post1} = M^{post2}$ ).

On pourrait donc penser considérer les trois paramètres libres  $M^{pré}$ ,  $M^{post1}$  et  $M^{post2}$ , effectuer une simulation dans l'espace à trois dimensions correspondant et ajuster ainsi  $M^{pré}$ ,  $M^{post1}$  et  $M^{post2}$  de manière à reproduire les distributions angulaires expérimentales des neutrons. Cependant, l'expérience ne fournit que le numéro du détecteur dans lequel le neutron a interagi, c'est-à-dire que l'angle d'émission attribué à la particule correspond à l'angle central du module qu'elle touche, donnant alors lieu à une distribution angulaire de neutrons non continue mais constituée de pics reflétant la disposition des compteurs DéMoN autour de la cible comme nous pouvons le voir sur la figure 7.4. Une distribution présentant une telle structure non continue est relativement difficile à ajuster. Par ailleurs, la distribution énergétique des neutrons est davantage porteuse d'informations que leur distribution angulaire, notamment sur la température des sources émettrices qui :

- est inconnue expérimentalement,
- dépend bien évidemment dans la simulation de la paramétrisation de l'émission neutronique considérée (nous verrons qu'on adopte une distribution maxwellienne).

Par conséquent, nous avons décidé de tenter de reproduire les distributions énergétiques expérimentales des neutrons. Les paramètres choisis pour l'ajustement sont alors au nombre de six :  $M^{pré}$ ,  $M^{post1}$  et  $M^{post2}$  mais également  $T^{pré}$ ,  $T^{post1}$  et  $T^{post2}$  qui sont res-

pectivement la température du noyau composé et celles des fragments. On peut néanmoins s'affranchir de deux de ces variables de la manière suivante :

- au point de scission, le noyau composé à l'équilibre thermique donne naissance à deux fragments qui sont alors bien évidemment caractérisés par la même température. Par ailleurs, dans le modèle simple d'évaporation que nous utiliserons dans la simulation, on fait l'hypothèse que la température moyenne de la source est constante tout au long du processus d'émission. Ainsi, nous pouvons poser :

$$T^{post} = T^{post1} = T^{post2} \quad (9.1)$$

- la relation (9.7) présentée dans la section suivante donne la corrélation entre température, énergie d'excitation et paramètre de densité de niveaux de la source. On en déduit que l'égalité des températures des fragments de fission entraîne un rapport de leurs énergies d'excitation en première approximation proportionnel à leur rapport de masse (la densité de niveaux  $a$  varie comme la masse  $A$  au premier ordre). Si on admet que le nombre de particules émises est directement proportionnel à l'énergie d'excitation, on en conclut un rapport des multiplicités de post-scission tel que :

$$\frac{M^{post1}}{M^{post2}} = \frac{A^{post1}}{A^{post2}} . \quad (9.2)$$

Nous sommes ainsi parvenu à limiter le nombre de paramètres libres à quatre (ce qui demeure néanmoins non négligeable en termes de temps de calcul).

En pratique et étant donné les observables que fournissent CORSET et DéMoN, la démarche adoptée peut se résumer de façon suivante :

1. On considère l'espace multidimensionnel  $(M^{pré}, M^{post1}, T^{pré}, T^{post1})$ .
2. En chaque point de cet espace une émission de neutrons à partir des trois sources en présence est simulée. L'ajustement se fait à partir des données expérimentales relatives aux fragments. C'est-à-dire qu'on considère un évènement expérimental

qui nous renseigne sur les directions et vitesses des fragments. A partir du noyau composé et des fragments caractérisés par cet évènement expérimental et par leurs températures  $T^{pré}$ ,  $T^{post1}$  et  $T^{post2} = T^{post1}$ , on simule l'émission de  $M^{pré}$ ,  $M^{post1}$  et  $M^{post2} = (A^{post2}/A^{post1})M^{post1}$  neutrons.

3. Une telle simulation est effectuée pour l'ensemble des évènements expérimentaux. Il en résulte une distribution énergétique des neutrons en chaque point de l'espace  $(M^{pré}, M^{post1}, T^{pré}, T^{post1})$ . Notons à ce stade de la discussion que l'émission d'une particule entraîne un recul de la source dont elle est issue et donc modifie la position de cette dernière ce qui aura un effet sur la direction du prochain neutron émis qui alors sera ou ne sera pas détecté dans un module DéMoN donné.
4. On compare les distributions énergétiques simulée et expérimentale en chaque point de l'espace  $(M^{pré}, M^{post1}, T^{pré}, T^{post1})$  et on détermine la valeur du  $\chi^2$  correspondante en chacun de ces points.
5. La valeur minimale du  $\chi^2$  dans l'espace multidimensionnel donnent les valeurs optimales de  $M^{pré}$ ,  $M^{post1}$ ,  $M^{post2}$ ,  $T^{pré}$ ,  $T^{post1}$  et  $T^{post2}$ .

Remarquons ici que le fait d'utiliser un ajustement sur les données expérimentales des fragments de fission permet de s'affranchir d'un quelconque problème de filtre expérimental lié à l'acceptance géométrique du dispositif. Toutefois, il nous faut tenir compte de l'efficacité intrinsèque des modules DéMoN en corrigeant de cette efficacité les spectres expérimentaux (cf. figure 8.15) (puisque dans la simulation idéalement toute particule entrant dans un module y est détectée).

### 9.1.2 Emission de neutrons à partir d'une source

Afin de réaliser la simulation évoquée précédemment, un modèle d'émission de neutrons à partir d'une source est nécessaire.

Dans le référentiel lié à la source (représenté ici par le symbole  $CM$ ), on fait l'hypothèse d'une émission isotrope. L'énergie des neutrons émis est supposée suivre une distribution de Maxwell. La probabilité  $P$  d'émettre un neutron d'énergie cinétique  $E^{CM}$  dans l'angle solide  $d\Omega^{CM}$  à partir d'une source caractérisée par sa température nucléaire  $T$  est alors donnée par (émission dite *de volume*) :

$$\frac{d^2 P}{dE^{CM} d\Omega^{CM}} = \frac{\sqrt{E^{CM}}}{4\pi} \exp\left(-\frac{E^{CM}}{T}\right) \quad (9.3)$$

Cette relation se transcrit aisément dans le référentiel du laboratoire. Si  $E$  est l'énergie cinétique du neutron dans le laboratoire,  $d\Omega$  l'angle solide dans lequel il est émis dans ce laboratoire et  $J$  le jacobien de la transformation du référentiel lié à la source vers le laboratoire, on a :

$$\frac{d^2 P}{dE d\Omega} = |J| \times \frac{d^2 P}{dE^{CM} d\Omega^{CM}} \quad (9.4)$$

avec :

$$|J| = \left(\frac{E}{E^{CM}}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad E^{CM} = E + \varepsilon - 2E^{\frac{1}{2}}\varepsilon^{\frac{1}{2}} \cos \theta \quad (9.5)$$

où  $\varepsilon$  est l'énergie cinétique de la source émettrice dans le laboratoire et  $\theta$  l'angle relatif entre les vecteurs vitesse du neutron et de la source.

Il en résulte l'expression finale pour la densité de probabilité d'émission d'un neutron par MeV et par stéradian dans le référentiel du laboratoire :

$$\frac{d^2 P}{dE d\Omega}(E, \theta) = \frac{\sqrt{E}}{4\pi} \exp\left(-\frac{E + \varepsilon - 2E^{\frac{1}{2}}\varepsilon^{\frac{1}{2}} \cos \theta}{T}\right) \quad (9.6)$$

L'émission de neutrons étant isotrope, elle n'affecte pas en moyenne la direction de la source (mais elle contribue à l'élargissement de la distribution de cette quantité). Par contre, une émission modifie la masse de l'émetteur et donc sa vitesse et son énergie cinétique. Enfin on utilise une température moyenne pour la désexcitation des sources comme nous l'avons mentionné dans la section précédente, c'est-à-dire que pour chacune

d'elles la température est considérée constante tout le long du processus d'émission. Cette température est déterminée à partir de l'énergie d'excitation thermique  $E^*$  et du paramètre de densité de niveaux  $a$  calculé dans le cadre du modèle de la goutte liquide de Myers et Świątecki [20] auquel on a ajouté une dépendance en température à partir des calculs de Guet, Strumberger et Brack [21] (cf. section 3.1) mais pour lequel il n'a pas été tenu compte de la déformation du noyau :

$$T = \sqrt{\frac{E^*}{a}} \quad (9.7)$$

avec :

$$a(Z, N) = a_v (1 + k_v I^2) A + a_s (1 + k_s I^2) A^{2/3} + a_{Coul} \frac{Z^2}{A^{1/3}}. \quad (9.8)$$

Les valeurs des différents coefficients intervenant dans la détermination de  $a$  sont répertoriées dans le tableau 9.1.

$10^3 a_v (\text{MeV}^{-1})$	$10^3 a_s (\text{MeV}^{-1})$	$10^3 a_{coul} (\text{MeV}^{-1})$	$k_v$	$k_s$
53.3	105.31	0.458	0.5261	2.7192

**Tableau 9.1** : Coefficients déterminant le paramètre de densité de niveaux  $a$ .

L'énergie d'excitation thermique  $E^*$  est donnée par la relation suivante :

$$E^* = E_{cdm} + Q_{fusion} \quad (9.9)$$

où  $E_{cdm}$  est l'énergie disponible dans le centre de masse et  $Q_{fusion}$  le bilan de la réaction de fusion.

### 9.1.3 Méthode d'ajustement par minimisation du $\chi^2$

On considère donc être en présence de trois sources émettrices de neutrons :



- le noyau composé : il recule à la vitesse du centre de masse dans la direction du faisceau,
- les deux fragments de fission : ils sont caractérisés par leurs masse et vitesse (module et direction) mesurées.

Les paramètres d'ajustement du modèle présenté précédemment sont les multiplicités de pré-  $M^{pré}$  et de post-scission  $M^{post1}$  et  $M^{post2}$  ainsi que les températures  $T^{pré}$ ,  $T^{post1}$  et  $T^{post2}$  des trois sources émettrices avec les deux conditions (9.1) et (9.2).

La relation (9.6) nous permet alors définir la distribution du nombre total  $M^{tot}$  de neutrons émis par fission, par MeV et par stéradian avec une énergie  $E$  et dans la direction  $\theta_d$  (angle polaire associé à chaque module de DéMoN). Elle s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2 M^{tot}}{dE d\Omega} (E, \theta_d) &= \frac{M^{pré}}{N} \sum_{i=1}^N \left[ \frac{d^2 P}{dE d\Omega} (E, \theta_{d-CN}) \right]_{T=T^{pré}} \\
 &+ \frac{M^{post1}}{N} \sum_{i=1}^N \left[ \frac{d^2 P}{dE d\Omega} (E, \theta_{d-f1}^{(i)}) \right]_{T=T^{post1}} \\
 &+ \frac{M^{post2}}{N} \sum_{i=1}^N \left[ \frac{d^2 P}{dE d\Omega} (E, \theta_{d-f2}^{(i)}) \right]_{T=T^{post2}}
 \end{aligned}
 \tag{9.10}$$

où  $\theta_{d-f1}^{(i)}$ ,  $\theta_{d-f2}^{(i)}$  et  $\theta_{d-CN}$  sont les angles relatifs entre la direction du neutron et celle de sa source émettrice (fragment 1  $f1$ , fragment 2  $f2$  ou noyau composé  $CN$ ). L'indice  $(i)$  fait référence au numéro de l'évènement de fission. Le noyau composé reculant dans la direction du faisceau, on a :  $\theta_{d-CN} = \theta_d$ . Le nombre d'évènements est  $N$  et le facteur  $1/N$

permet de normaliser la distribution à un nombre de neutrons par fission.

La méthode d'ajustement consiste à explorer l'espace multidimensionnel considéré et à calculer en chaque point de cet espace la valeur du  $\chi^2$  par la relation :

$$\chi^2 = \sum_{d=1}^{n_{det}} \sum_{i=1}^{n(d)} \left[ \frac{\frac{d^2 M^{tot\ exp}}{dE d\Omega}(E_i, \theta_d) - \frac{d^2 M^{tot\ sim}}{dE d\Omega}(E_i, \theta_d)}{\sigma_i} \right]^2 \quad (9.11)$$

Les exposants *exp* et *sim* font respectivement référence à la distribution expérimentale et à celle simulée. La somme est faite sur l'ensemble des compteurs DéMoN (indice  $d$ ,  $n_{det}$  est le nombre de modules DéMoN, soit 41 dans notre cas) et sur tous les points en énergie de chaque spectre (indice  $i$ ; le nombre de points  $n(d)$  varie d'un module à l'autre car seuls les canaux ayant un nombre expérimental non nul de coups sont pris en compte).  $\sigma_i$  est l'erreur statistique liée au comptage dans les spectres.

Finalement le jeu optimal ( $M^{pré}$ ,  $M^{post1}$ ,  $M^{post2}$ ,  $T^{pré}$ ,  $T^{post1}$ ,  $T^{post2}$ ) est défini par la valeur minimale du paramètre  $\chi^2$ .

#### 9.1.4 Estimation des erreurs

L'erreur faite dans la détermination des paramètres  $M^{pré}$ ,  $M^{post1}$ ,  $M^{post2}$ ,  $T^{pré}$ ,  $T^{post1}$  et  $T^{post2}$  est celle associée à la minimisation du  $\chi^2$ . Afin de l'évaluer nous considérons le  $\chi^2$  réduit qui correspond à  $\chi^2/N_{deg}$  où  $N_{deg}$  est le nombre de degrés de liberté de l'ajustement, c'est-à-dire la différence entre le nombre de points de comparaison (ici 41 détecteurs  $\times$  60 points en énergie = 2460) et le nombre de paramètres libres (4 dans notre cas).

En pratique, on trace pour chacun des quatre paramètres libres la variation du  $\chi^2$  au voisinage de sa valeur optimale trouvée par la minimisation en fixant les trois autres paramètres à leur valeur optimale respective. L'incertitude absolue faite sur le paramètre

$p$  est alors estimée égale à sa variation  $\Delta p$  correspondant à une variation du  $\chi^2$  d'une unité par rapport à la valeur minimale  $\chi_{min}^2$  au point optimal  $p_{opt}$  [86]. C'est-à-dire :

$$\chi^2(p_{opt} \pm \Delta p) = \chi_{min}^2 + 1 \quad (9.12)$$

### 9.1.5 Prise en compte de la distribution angulaire

Bien que porteuse d'informations, la distribution énergétique des neutrons ne dépend pas de leur angle d'émission. Etant donné que l'analyse en source est basée sur la corrélation angulaire entre le neutron et son émetteur, nous tenons tout de même compte, dans une certaine mesure, de la distribution angulaire des particules en calculant la valeur du  $\chi^2$ , non pas sur l'ensemble des compteurs DéMoN, mais en regroupant les détecteurs par secteur angulaire. Dans cet ordre d'idées, la valeur du  $\chi^2$  a été obtenue en comparant les spectres simulé et expérimental de cinq régions différentes de l'espace. La prise en compte de la distribution angulaire est d'autant meilleure que le nombre de secteurs angulaires considérés est important. Idéalement, il faudrait traiter chaque module individuellement ce qui a été impossible en pratique du fait du manque de statistique dans un compteur donné.

## 9.2 Résultats

### 9.2.1 Multiplicité de pré-scission et asymétrie de masse

Afin d'étudier l'évolution de la multiplicité de neutrons de pré-scission avec l'asymétrie de masse des fragments de fission, une analyse en source est effectuée pour différentes régions en masse du spectre de la figure 8.3 (et non pas sur la totalité de la distribution de masse). Nous avons choisi pour ce faire de décomposer ce spectre en trois régions :

$$70 \leq A \leq 104,$$

$$104 \leq A \leq 122,$$

$$122 \leq A \leq 150.$$

En toute rigueur, il aurait fallu considérer cinq régions : l'une relative à la fission symétrique, deux correspondant au mode de fission asymétrique centré en  $A = 132$  (pour le fragment lourd) et deux autres liées au mode asymétrique autour de  $A = 140$  (cf. figure 8.5). Une telle étude a été impossible pour la présente expérience du fait de la statistique insuffisante dans ce cas. Néanmoins, considérer trois régions massiques permet une première estimation intéressante de l'évolution de la multiplicité de pré-scission avec l'asymétrie. Les résultats vers lesquels a convergé la minimisation du  $\chi^2$  pour les différentes tranches en masse sont répertoriés dans le tableau 9.2.

	symétrique $104 \leq A \leq 122$	asymétrique $70 \leq A \leq 104$ $122 \leq A \leq 150$
$M^{pré}$	$0.80 \pm 0.15$	$1.00 \pm 0.15$
$T^{pré}$ (MeV)	$1.40 \pm 0.50$	$1.00 \pm 0.40$
$M^{post} = M^{post1} + M^{post2}$	$1.21 \pm 0.20$	$1.45 \pm 0.20$
$T^{post} = T^{post1} = T^{post2}$ (MeV)	$1.10 \pm 0.20$	$1.30 \pm 0.30$
$\chi^2/N_{deg}$	0.268	0.631

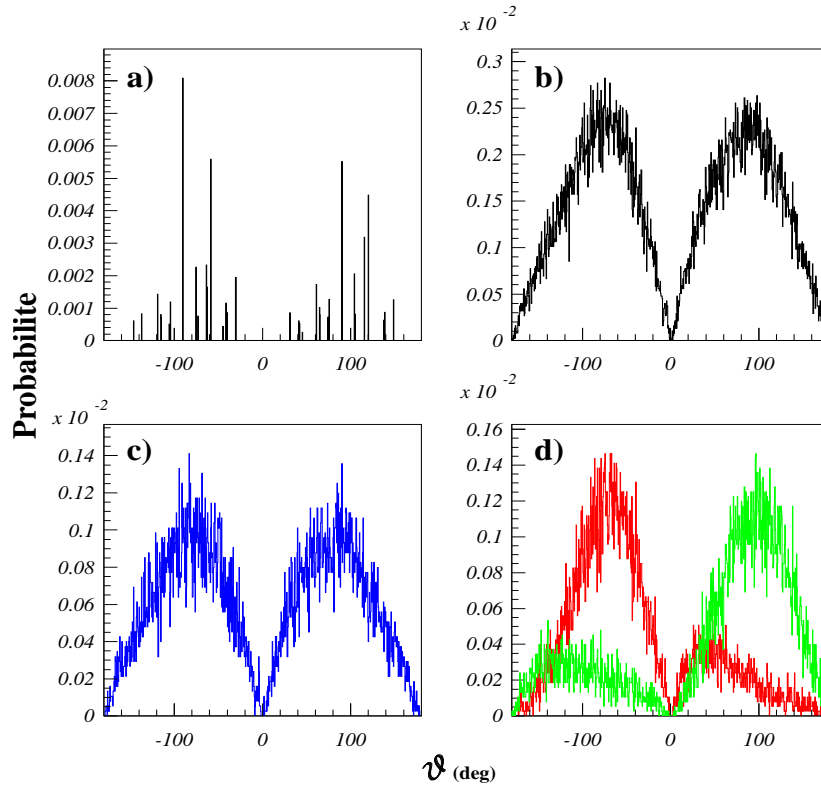
**Tableau 9.2 :** Valeurs optimales des paramètres de l'ajustement obtenues par la méthode de minimisation du  $\chi^2$  pour trois régions en masse.

Les erreurs présentées dans le tableau 9.2 ont été obtenues en traçant la variation du

$\chi^2$  en fonction successivement de chacun des quatre paramètres libres  $M^{pré}$ ,  $M^{post1}$ ,  $T^{pré}$  et  $T^{post1}$ , les trois autres étant fixés à leur valeur optimale (cf. section 9.1.4).

### Distribution angulaire

A l'aide des figures 9.1, on compare les distributions angulaires expérimentale et simulées des neutrons. Dans le cas de la simulation, on a représenté la distribution obtenue en prenant en compte tous les neutrons (c'est ce spectre qui est à comparer au spectre expérimental évidemment) mais on donne également la distribution relative aux seules particules de pré-scission et celles obtenues avec les neutrons de post-scission uniquement. Considérant seulement l'allure présentée par ces différents spectres, on peut noter l'accord satisfaisant entre l'expérience et la simulation pour la distribution de l'ensemble des neutrons émis (cf. figures 9.1.a et 9.1.b). La figure 9.1.c relative aux neutrons de pré-scission témoigne bien de la présence d'une unique source de particules de pré-scission (le noyau composé) alors que la figure 9.1.d correspondant aux neutrons de post-scission met en évidence les deux sources de particules de post-scission que constituent les fragments de fission.



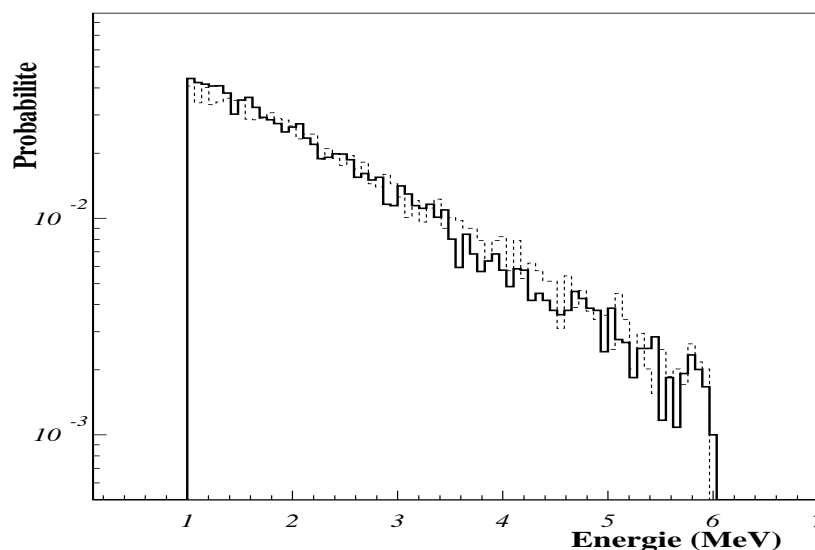
**Figures 9.1** : Distributions angulaires des neutrons : *a*) distribution expérimentale, *b*) distribution simulée pour l'ensemble des neutrons, *c*) distribution simulée pour les neutrons de pré-scission, *d*) distribution simulée pour les neutrons de post-scission (spectre rouge : contribution du fragment détecté dans le START 1, spectre vert : contribution du fragment détecté dans le START 2). On a considéré sur ces spectres la tranche en masse du mode symétrique.

Les neutrons émis par le noyau de pré-scission (figure 9.1.c) contribuent de manière équivalente de part et d'autre de l'axe du faisceau. En effet, la simulation correspondant à une émission isotrope à partir de sa source et du fait de la faible vitesse d'entraînement du noyau composé, son émission est également quasi isotrope dans le référentiel du laboratoire. Les particules issues des fragments de fission contribuent par contre davantage

d'un côté ou de l'autre de l'axe du faisceau suivant le fragment duquel elles ont été émises (cf. figures 7.2 et 9.1.d).

### Distribution énergétique

Les distributions énergétiques expérimentale et simulée sont comparées à l'aide de la figure 9.2. On peut y constater la bonne reproduction des données comme nous le suggérait déjà la valeur faible du  $\chi^2$ .



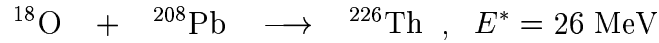
**Figure 9.2 :** Distributions énergétiques des neutrons. La distribution expérimentale (ligne pleine en gras) est bien reproduite par la distribution simulée (ligne pointillée fine). On a considéré la tranche en masse relative au mode symétrique.

### 9.2.2 Comparaison avec le noyau composé de $^{226}\text{Th}$ et conclusion

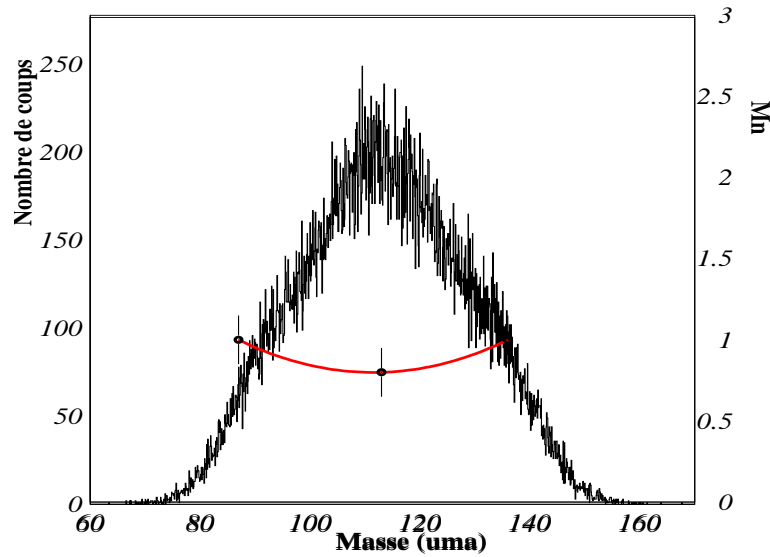
L'analyse en source que nous venons de réaliser a montré que la multiplicité de neutrons de pré-scission du mode de fission symétrique est inférieure à celle associée au mode

asymétrique. L'évolution de cette multiplicité en fonction de la symétrie ou de l'asymétrie de la réaction de fission est superposée à la distribution de masse sur la figure 9.3. On conclut donc à une *concavité* de la courbe  $M_n^{pré} = f(\text{asymétrie})$ .

Une étude similaire à celle réalisée pour notre système avait été effectuée dans les références [69, 72] pour le système voisin suivant :



Ces travaux avaient également abouti à une allure concave de la fonction  $M_n^{pré}$  avec la symétrie ou l'asymétrie des fragments de fission. Néanmoins, les barres d'erreur étaient relativement importantes. Notre présente analyse vient confirmer ce premier résultat, à savoir qu'à basse énergie la multiplicité de neutrons de pré-scission augmente avec le caractère asymétrique de la réaction de fission.



**Figure 9.3** : Distribution de masse des fragments de fission (trait fin noir) et multiplicité de neutrons de pré-scission (trait gras rouge).





# Chapitre 10

## CONFRONTATION

## THEORIE-EXPERIENCE

### 10.1 Evaporation de particules à basse énergie

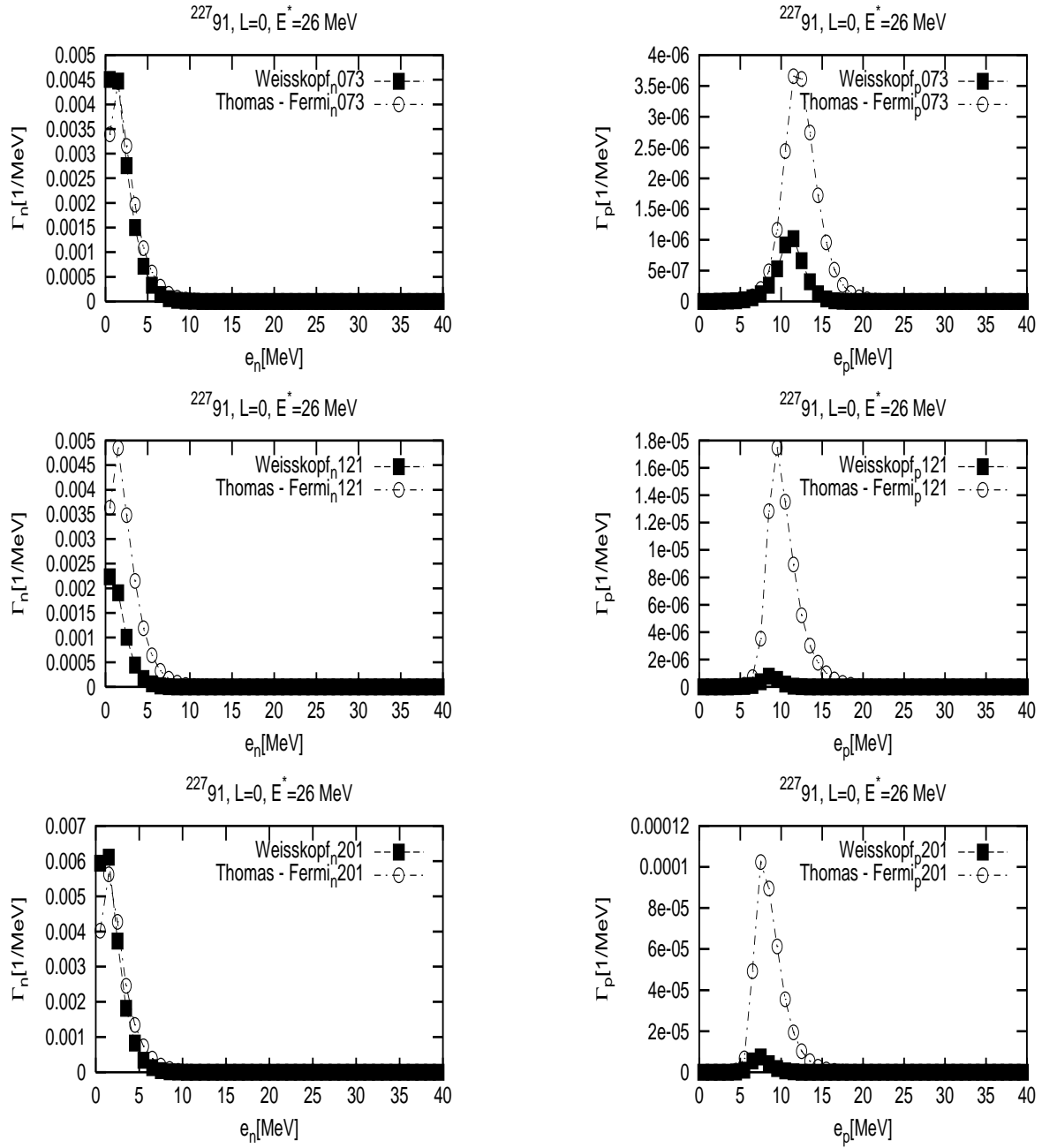
Le système étudié expérimentalement consiste en un noyau composé de  $^{227}\text{Pa}$  d'énergie d'excitation totale  $E_{tot}^* = 26$  MeV. Dans le but d'analyser l'influence sur la dynamique de la fission de différentes prescriptions de notre modèle (coefficients de transport  $\gamma$  et  $D$ , corrections microscopiques à grande déformation, dépendance en température des effets de couche et d'appariement, etc) nous avons considéré une énergie d'excitation totale supérieure et égale à 56 MeV comme nous le mentionnions dans la section 6.3. Ce choix était lié à la théorie d'évaporation de particules légères dont nous faisons usage pour le moment. En effet, le modèle d'émission de Weisskopf (détaillé dans la section 2.3) est valable pour des noyaux émetteurs fortement excités pour lesquels les considérations statistiques utilisées dans cette théorie s'appliquent. On peut douter de la fiabilité de cette théorie à plus basse énergie et notamment à 26 MeV d'excitation qui correspond à notre système expérimental et pour lequel il prédit des taux d'émission quasi nuls (alors qu'expérimentalement des particules sont bien détectées).

Dans la section 2.6, nous avons tenté d'apporter une première solution à ce problème d'évaporation de particules à basse énergie en se proposant d'évaluer les taux d'émission dans le cadre plus microscopique d'une approche dite de type Thomas-Fermi. Les premiers résultats [17] pour les neutrons et protons montrent qu'en fonction du type de la particule et/ou de la déformation, les deux théories peuvent donner lieu à des largeurs d'émission relativement différentes (cf. figures 2.9 et 2.10). Ces premiers calculs avaient été réalisés pour un système fortement excité qui consistait en un noyau de  $^{188}\text{Pt}$  d'une énergie thermique  $E^* = 100$  MeV.

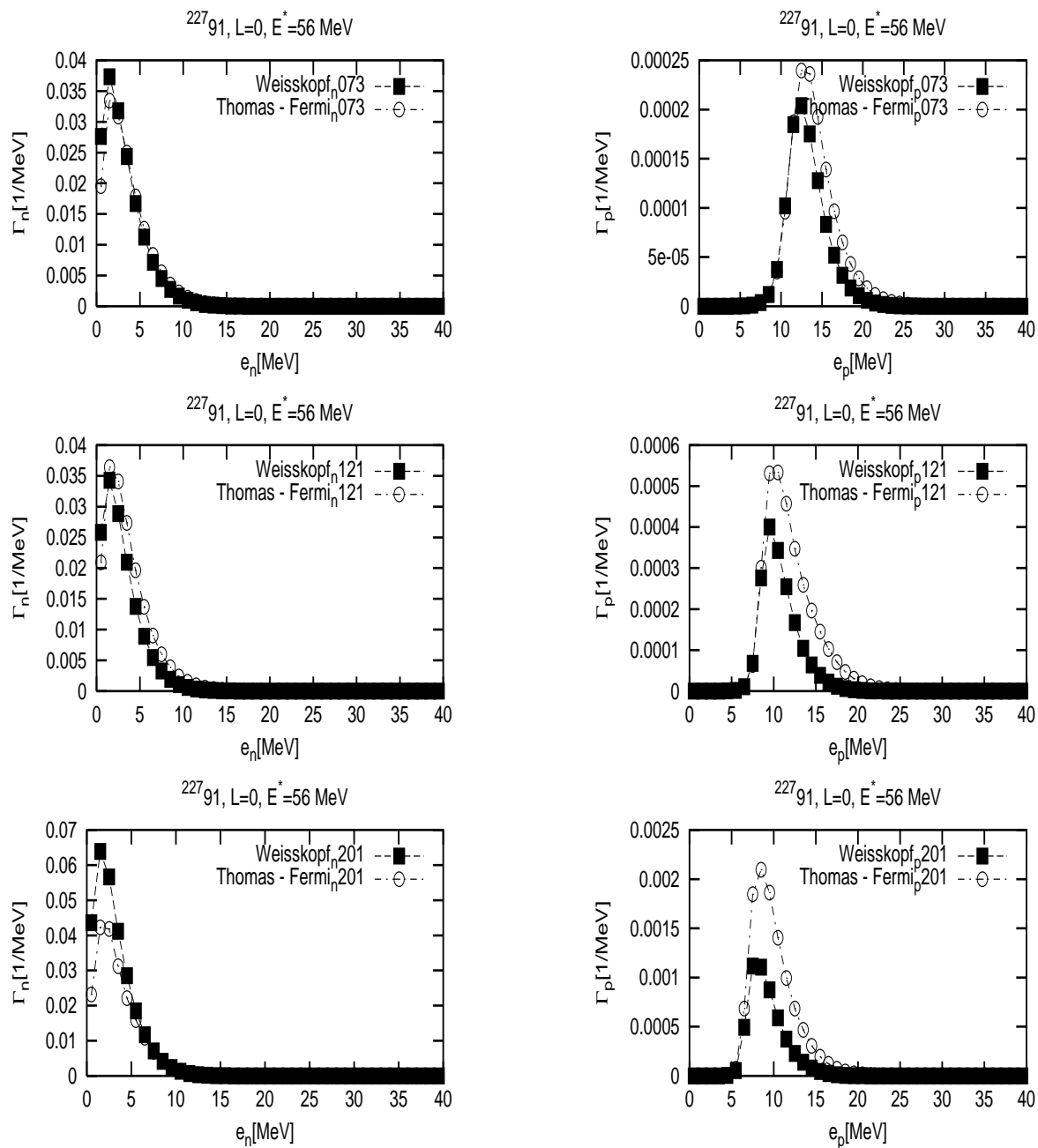
Motivés par le désaccord possible entre les approches Weisskopf et Thomas-Fermi, nous nous sommes plus particulièrement intéressés au système traité expérimentalement dans le présent travail. Ainsi, on compare sur la figure 10.1 l'évolution des largeurs d'émission neutron et proton en fonction de l'énergie de la particule dans le cadre des deux modèles d'émission pour un noyau émetteur de  $^{227}\text{Pa}$  d'énergie d'excitation thermique  $E^* = 26$  MeV et de moment angulaire nul ( $E_{tot}^* = E^*$ ) et ceci pour trois déformations  $q = R_{12}/R_0$  (définie dans la section 2.4.1) différentes du noyau :

- $q = 0.73$  correspond à un noyau quasi sphérique,
- $q = 1.21$  correspond à un noyau allongé,
- $q = 2.01$  correspond à un noyau très allongé proche de la scission.

Sur la figure 10.2, une comparaison similaire est donnée pour une énergie d'excitation thermique  $E^* = 56$  MeV.



**Figure 10.1** : Largeurs d'émission neutron  $\Gamma_n$  (gauche) et proton  $\Gamma_p$  (droite) dans les approches Weisskopf et Thomas-Fermi pour différentes déformations du  $^{227}\text{Pa}$  ( $E^* = 26$  MeV,  $L = 0\hbar$ ) :  $q = 0.73$  (1<sup>ère</sup> ligne),  $q = 1.21$  (2<sup>ème</sup> ligne),  $q = 2.01$  (3<sup>ème</sup> ligne).



**Figure 10.2** : Largeurs d'émission  $\Gamma_n$  (gauche) et  $\Gamma_p$  (droite) identiques à celles de la figure 10.1 mais pour lesquelles  $E^* = 56$  MeV.

On constate que pour l'énergie la plus élevée de  $E^* = 56$  MeV :

- dans le cas des protons, les taux d'émission Thomas-Fermi sont supérieurs à ceux prédits par Weisskopf et ceci d'autant plus que la déformation du noyau émetteur est importante ;
- dans le cas des neutrons, les deux théories conduisent à des taux comparables excepté à très grande déformation.

Cette comparaison nous suggère, qu'en moyenne, à 56 MeV d'énergie d'excitation et pour un moment angulaire nul, la multiplicité de protons de pré-scission prédite par notre modèle dynamique utilisant la théorie Thomas-Fermi sera supérieure à celle calculée avec Weisskopf. Par contre, pour les neutrons, on s'attend à une légère diminution de la multiplicité de pré-scission en passant de Weisskopf à Thomas-Fermi du fait :

- de l'émission neutronique favorisée à très grande déformation dans l'approche de Weisskopf ;
- de l'émission de protons bien plus probable dans le modèle TF et qui se ferait donc au détriment de celle des neutrons. Toutefois, ce point reste discutable étant donné que dans tous les cas les largeurs proton sont bien inférieures aux largeurs neutron (de l'ordre de 3 ordres de grandeur). On ne s'attend donc pas à ce que l'évaporation protonique ait un effet important sur celle des neutrons.

Pour l'énergie la plus basse de  $E^* = 26$  MeV, on remarque que :

- pour les protons, une conclusion similaire à celle dressée à 56 MeV peut être donnée, à savoir que les taux d'émission Thomas-Fermi sont supérieurs à ceux de Weisskopf (l'effet est d'ailleurs plus important à basse énergie) ;
- pour les neutrons par contre la tendance est différente de celle rencontrée à plus haute énergie. En effet, on constate que les deux théories conduisent à des résultats comparables pour une configuration proche de la sphéricité ( $q = 0.73$ ) ou très al-

longée ( $q = 2.01$ ) mais que ces résultats diffèrent parfois substantiellement pour une déformation intermédiaire ( $q = 1.21$ ), le modèle Thomas-Fermi prédisant les taux les plus élevés.

En moyenne à 26 MeV d'excitation et pour un moment angulaire nul, on peut donc s'attendre à une multiplicité de protons de pré-scission supérieure si nous remplaçons la théorie Weisskopf par le concept Thomas-Fermi dans notre modèle dynamique (tout comme à 56 MeV). En ce qui concerne les neutrons, la figure 10.1 semble indiquer que leur multiplicité de pré-scission sera supérieure avec l'approche Thomas-Fermi que ce qu'elle vaut dans le concept de Weisskopf. Comme nous venons de le voir ci-dessus, les deux théories sont en désaccord principalement pour des configurations intermédiaires entre la forme compacte et la forme scissionnante, configurations qui correspondent justement aux formes adoptées par le noyau le long du chemin de fission.

Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus en considérant un noyau émetteur de moment angulaire nul. Or, pour le système que nous expérimentons ici, la section efficace de fission n'est non négligeable que pour des valeurs relativement élevées du moment angulaire supérieures à  $30 \hbar$  (pour  $L = 0\hbar$ , le noyau de  $^{227}\text{Pa}$  ne fissionne pas, la barrière étant trop élevée, il reste à l'état de résidu d'évaporation). Par ailleurs, la rotation favorise l'émission. Dans le cadre du modèle de Weisskopf, cet effet de la rotation est essentiellement important pour les particules chargées mais assez faible pour les neutrons. Il sera donc intéressant de voir quelle importance prend la rotation pour les neutrons dans l'approche Thomas-Fermi et dans quelle mesure ceci va modifier la comparaison Weisskopf-TF précédente.

Cette première étude d'évaporation de particules à basse énergie nous semble prometteuse : la théorie de type Thomas-Fermi paraît plus adaptée aux systèmes à basse énergie que ne l'est celle de Weisskopf. Il s'agira par conséquent de la coupler aux calculs dy-

namiques et d'étudier son effet sur les multiplicités de pré-scission. Actuellement, notre groupe travaille à achever le modèle Thomas-Fermi en tentant d'y incorporer la rotation, mais aussi dans le but de traiter, en plus des neutrons et protons, les particules  $\alpha$  [17].

## 10.2 Sections efficaces de fission

### 10.2.1 Corrections microscopiques et déformation

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 8, la distribution de masse expérimentale des fragments de fission associée à la réaction :



met en évidence une fission multimodale dont la composante symétrique domine par rapport aux contributions asymétriques.

Du fait de la théorie d'évaporation de Weisskopf dont nous faisons usage pour le moment, nous avons déjà souligné le fait qu'il est problématique d'appliquer notre modèle à un système à si basse énergie et avons considéré une énergie plus élevée égale à 56 MeV. Par ailleurs, les effets de couche disparaissent progressivement avec la température et avec eux les modes de fission asymétriques. Ainsi, une étude expérimentale menée à 56 MeV d'excitation devrait mettre en évidence une contribution de la fission symétrique encore plus prédominante devant les composantes asymétriques qu'elle ne le fait déjà à 26 MeV. Or, tous nos calculs dynamiques présentés dans le chapitre 6 privilégient la fission asymétrique et ceci de façon plus ou moins importante suivant les prescriptions théoriques adoptées.

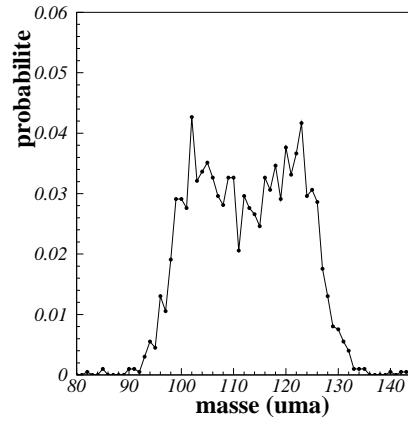
Comment peut-on expliquer un tel désaccord entre la théorie et l'expérience pour les sections efficaces des différents modes de fission ?



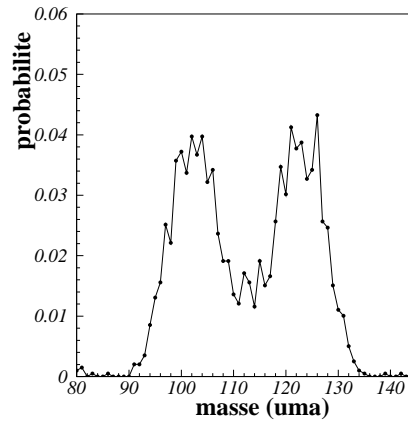
Reprenons pour ce faire quelques résultats discutés dans le chapitre 6 et tentons de voir quelles sont les prescriptions théoriques qui nous permettraient d'obtenir un meilleur accord entre les sections efficaces théoriques et expérimentales :

- la figure 6.15 exhibe une composante de fission symétrique plus importante dans le cas d'un coefficient de friction réduit comparée à sa contribution obtenue pour une friction complète ;
- les figures 6.16 et 6.17 montrent qu'il est important de tenir compte d'une dépendance en température des effets quantiques (cf. relation (3.45)) ;
- à l'aide de la figure 6.18, la comparaison des contributions de fission symétrique nous semble en faveur d'une prise en compte des corrélations d'appariement.

On considère alors sur la figure 10.3 la distribution de masse obtenue avec les trois prescriptions favorables rappelées ci-dessus (friction réduite, dépendance en température des corrections microscopiques, prise en compte de l'appariement) et pour laquelle les effets microscopiques ont été évalués explicitement par la méthode de Strutinsky utilisant une base à un centre jusqu'au point de scission géométrique  $c_{geom}$  (défini dans la section 6.3.4). La figure 10.4 présente le même type de distribution mais dans le cadre de laquelle les effets microscopiques ont été évalués explicitement par la méthode de Strutinsky utilisant une base à un centre jusqu'à  $c = 1.8$  seulement, puis entre  $c = 1.8$  et  $c_{geom}$  on a fait usage de la méthode d'interpolation présentée dans la section 6.3.4.



**Figure 10.3 :** Distribution de masse des fragments de fission obtenue pour un paysage énergétique dans lequel les effets de couche ont été calculés explicitement à l'aide d'une base à un seul centre jusqu'au point de scission géométrique  $c_{geom}$  (voir texte).



**Figure 10.4 :** Distribution de masse des fragments de fission obtenue pour un paysage énergétique dans lequel les effets de couche ont été calculés par la méthode d'interpolation entre  $c = 1.8$  et  $c_{geom}$  (voir texte).

On constate à l'aide de ces deux figures 10.3 et 10.4 que calculer explicitement les effets de couche par la méthode de Strutinsky utilisant une base à un seul centre jusqu'au

point de scission géométrique donne lieu à une composante de fission symétrique plus importante que la méthode par interpolation.

Dans la section 6.3.4 nous concluions en disant que l'interpolation semblait être une méthode intéressante pour estimer les corrections microscopiques à grande déformation (cf. figure 6.10). Néanmoins, comme nous l'avons également souligné, cette technique considère que la fission aboutit à un couple de fragments *sphériques* ce qui constitue évidemment un cas extrême bien particulier et se ressent dans les valeurs alors obtenues pour les effets de structure (qui sont maximaux pour une configuration sphérique). Or, il a été montré qu'il existe plusieurs voies de fission relatives à des déformations différentes des fragments : l'une d'entre elles correspond à des noyaux quasiment sphériques alors qu'une autre fait intervenir des fragments relativement déformés [64, 65]. D'un autre côté, déterminer les corrections quantiques explicitement quelle que soit la déformation à l'aide d'une base à un centre constitue également une approximation puisque jamais n'interviennent les effets microscopiques présents dans les futurs fragments. Or, il semble naturel de penser que le noyau fissionnant doit montrer, à partir d'une certaine élongation, des signes *précurseurs* des fragments naissants puisque ces derniers sont en partie à l'origine de la présence de la vallée de fission qui leur correspond, ils *guident* en quelque sorte le système dans cette voie. Toutefois, ce calcul explicite même à grande élongation prend en compte l'éventuelle déformation des fragments ce qui n'est pas le cas de la méthode par interpolation.

Nous pourrions envisager de calculer plus exactement les effets microscopiques en considérant une base à un centre et en prenant en compte un nombre extrêmement élevé d'états à une particule, ou encore, en utilisant à partir d'une certaine valeur de l'élongation une base à deux centres. Etant donné la complexité du traitement qu'entraînerait cette seconde alternative, une telle issue à notre problème n'est pas envisageable dans le présent travail.

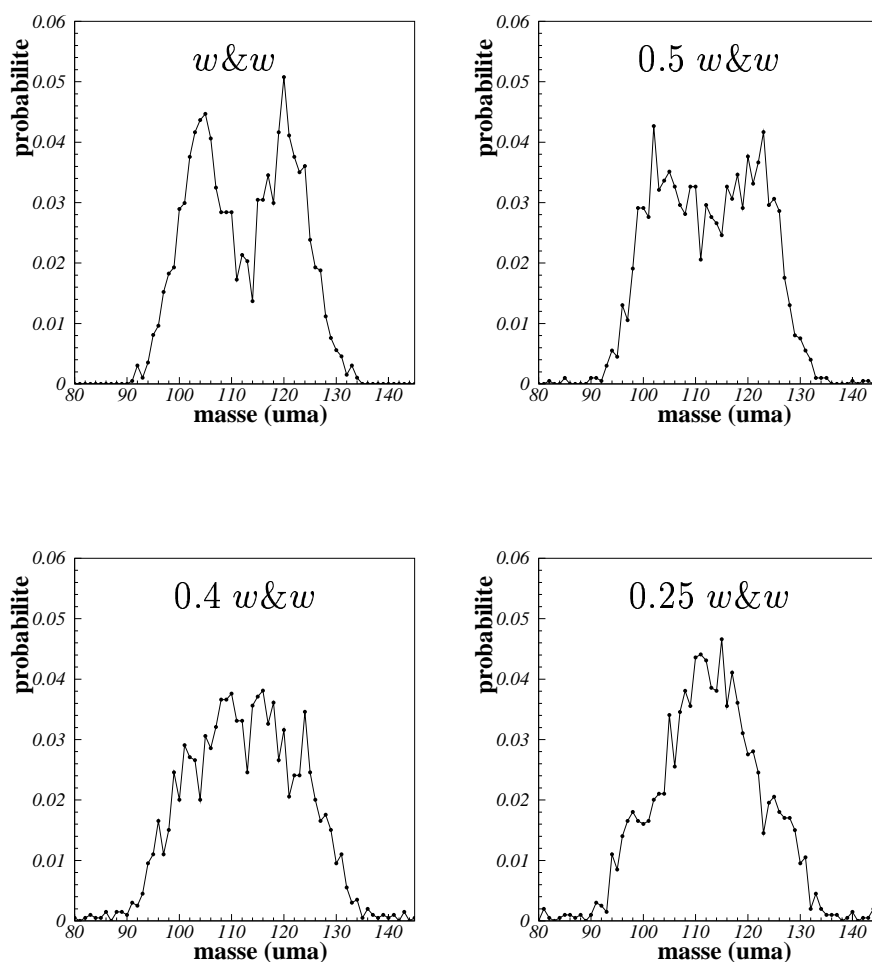
De cette discussion, nous émettons l'hypothèse selon laquelle un meilleur accord entre les

sections efficaces théorique et expérimentale peut probablement être obtenu par un compromis entre les deux cas limites considérés ici de détermination des effets quantiques. Dans la suite de ce manuscrit, nous considérerons toujours les distributions de masse obtenues à l'aide du calcul explicite des effets quantiques, même à grande déformation, avec une base à un seul centre ; on prend en compte un nombre d'états dans la base qu'on juge suffisamment élevé de manière à pouvoir relativement bien décrire les effets microscopiques même pour les configurations de forme proches du point de scission.

### 10.2.2 Coefficients de transport et température

Comme nous l'avons déjà souligné, les contributions aux différents modes de fission exhibées dans le chapitre 6 semblent indiquer que la friction calculée dans le modèle du “mur et de la fenêtre” est trop forte à basse énergie. Notre théorie ne prend en compte aucune dépendance éventuelle de la friction avec la température alors que le noyau composé peut être formé à faible énergie d'excitation et encore voir sa température chuter de façon importante le long de sa trajectoire de fission notamment du fait de l'émission de particules. La friction devrait alors présenter des valeurs plus faibles. Une paramétrisation adéquate de la friction nucléaire en fonction de la température est par conséquent à développer pour améliorer notre modèle.

Dans le but de justifier cette idée, une étude plus détaillée de l'influence de la friction sur la distribution de masse est actuellement en cours. Nous en donnons les premiers résultats sur la figure 10.5 à l'aide de laquelle on compare les spectres de masse pour quatre valeurs différentes du coefficient de friction. On a considéré le coefficient complet ( $w&w$ ) calculé dans le cadre du modèle du “mur et de la fenêtre”, 50% de cette valeur ( $0.5 w&w$ ), 40% de cette valeur ( $0.4 w&w$ ) et enfin 25% du coefficient complet ( $0.25 w&w$ ).



**Figure 10.5 :** Distributions de masse des fragments de fission obtenues pour différentes valeurs du coefficient de friction variant de sa valeur dans le modèle du “mur et de la fenêtre” ( $w \& w$ ) à 25% de celle-ci ( $0.25 w \& w$ ) (voir texte). Dans ces 4 calculs, les effets microscopiques ont été évalués de manière explicite jusqu’à  $c_{geom}$ .

On constate avec cette étude la très forte dépendance des proportions relatives des différents modes de fission (symétrique et asymétrique(s)) en fonction de la friction. Ainsi, pour la valeur la plus faible de cette dernière, la scission symétrique prédomine largement alors que pour le coefficient le plus élevé elle est minoritaire. Une friction considérablement

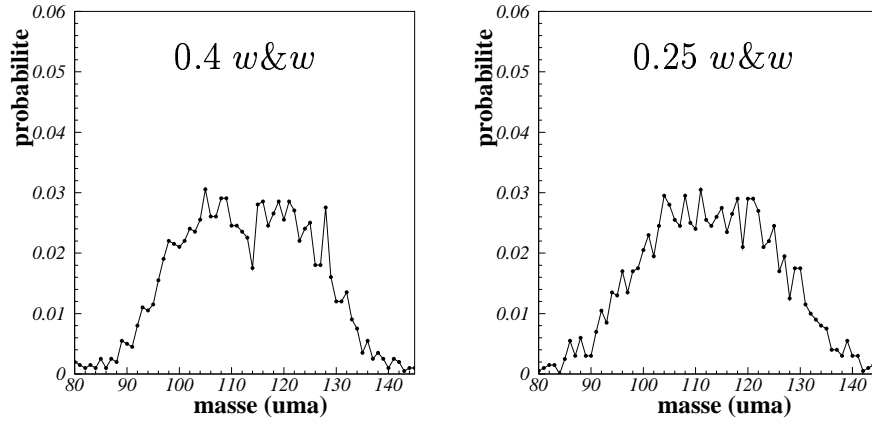
réduite semble donc nécessaire pour reproduire les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre 8. Bien que pour le moment nous ne disposions pas encore d'une paramétrisation adaptée de la dépendance en température de la friction nucléaire, la valeur correspondant à 25% de celle prédite par le modèle du "mur et de la fenêtre" ne semble pas déraisonnable étant donné la faible énergie d'excitation considérée ici [68]. Néanmoins, une comparaison précise du spectre théorique  $0.25 w \& w$  et du spectre expérimental de la figure 8.3 révèle que les maxima des distributions ne correspondent pas exactement aux mêmes valeurs en masse : en effet, le calcul théorique ne privilégie pas les masses  $A = 132$  et  $A = 140$  comme on l'observe expérimentalement. Nous allons revenir sur ce point dans la section suivante en mettant, une fois de plus, l'accent sur la corrélation très complexe entre les différents ingrédients théoriques.

Comment peut-on expliquer le fait qu'une diminution de la friction nucléaire conduise à une augmentation de la section efficace de fission symétrique au détriment de la voie asymétrique ?

Reprenons pour cela l'argumentation proposée dans la section 6.3.5. Plus la friction est forte, plus le système est freiné (limite d'un mouvement *sur-critique*), l'énergie dissipée est importante conduisant à une énergie cinétique faible. Ainsi, le système peut plus facilement rester piégé dans une vallée et préférentiellement dans la vallée la plus profonde, donc asymétrique (cf. figure 6.12). Par contre, une friction faible (limite d'un mouvement *sous-critique*) entraîne une énergie cinétique plus élevée laissant au noyau une grande liberté de mouvement, il se déplace plus aisément d'une vallée à une autre, est moins sensible à la "structure fine" de l'espace énergétique de déformation, sa probabilité de rester confiné dans le canal de fission le plus profond diminue.

### 10.2.3 Calculs microscopiques et friction

Dans les sections précédentes nous avons mis en évidence l'importance des coefficients de transport et de la méthode de calcul des effets quantiques à grande déformation. Dans cet ordre d'idées, on présente sur la figure 10.6 les distributions de masse obtenues pour les deux valeurs de friction réduite  $0.4 w \& w$  et  $0.25 w \& w$  pour lesquelles le calcul a été stoppé lorsque  $c = 1.8$  ( $\neq c_{geom}$ ) c'est-à-dire avant la scission véritablement géométrique du noyau mais à une valeur de déformation ( $c = 1.8$ ) telle que le système composé exhibe déjà quelques signes de la symétrie ou de l'asymétrie de sa fission (cf. figure 6.8).



**Figure 10.6** : Distributions de masse des fragments de fission obtenues pour 2 valeurs du coefficient de friction. Dans ces 2 calculs, on considère que le système fissionne pour  $c = 1.8$ .

Contrairement aux figures 10.5 on observe ici une contribution un peu plus large à la masse  $A = 132$ ; néanmoins la masse  $A = 140$  peut être considérée comme non prédite par la théorie. Dans le chapitre 8 nous évoquons le fait que l'apparition dans la distribution expérimentale de cette masse  $A = 140$  était due à la stabilité du noyau déformé

de  $^{140}\text{Ba}$  ( $Z = 56$ ,  $N = 84$ ). Comment peut-on comprendre le défaut de la théorie à reproduire ce noyau ?

La paramétrisation de Funny-Hills utilisée dans la présente étude fait usage de deux coefficients de déformation  $(c, \alpha)$  seulement alors qu'elle se caractérise par un troisième degré de liberté  $h$  d'étranglement ou de col (cf. section 2.1) mais que nous avons choisi de toujours prendre égal à zéro.

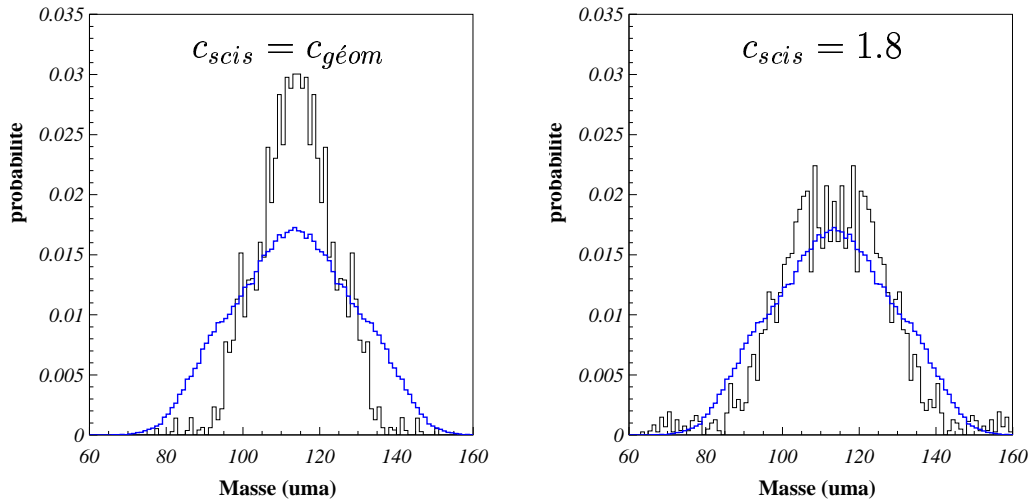
Dans la section 5.1 nous avons étudié l'effet de la prise en compte de cette troisième coordonnée  $h$  dans le cadre du modèle de la goutte liquide et avons conclu à une influence négligeable de  $h$  sur la dynamique. Poser  $h = 0$  nous permet notamment de réduire la dimensionnalité des équations de Langevin et donc de diminuer substantiellement le temps de calcul. Nous avons alors gardé cette restriction à  $h = 0$  pour notre étude incorporant les corrections microscopiques. En effet, un calcul de l'espace énergétique tridimensionnel  $(c, h, \alpha)$  (non présenté dans ce manuscrit) nous a montré que l'impact du paramètre  $h$  sur la description du paysage énergétique est relativement faible (ce qui n'est pas surprenant puisque le modèle de Funny-Hills avait été construit de manière à ce que  $h = 0$  corresponde au fond de la vallée de fission symétrique). Toutefois, considérer la variable supplémentaire  $h$  permettrait d'exhiber une variété plus importante de formes nucléaires, et peut-être justement la configuration déformée du noyau de pré-scission qui stabiliserait ce fragment de masse  $A = 140$ . On peut donc penser que, lorsque les effets quantiques sont présents, les petites variations énergétiques introduites dans le paysage de déformation par  $h \neq 0$  sont susceptibles de privilégier davantage la voie de fission  $A = 140$  du fait de la sensibilité de la dynamique aux petites déviations introduites par les corrections microscopiques. Dans cette perspective, un développement visant à augmenter la multipolarité de notre traitement est en cours. A ce stade de la discussion, il est convaincant de rappeler que dans la section 6.2.1 nous avons déjà mis en évidence la très grande sensibilité de la dynamique aux petites variations énergétiques du paysage de déformation. Nous avons vu qu'une faible variation de hauteur de barrière de fission (due à la prise en compte des



effets quantiques) pouvait mener à des distributions de masse extrêmement différentes : l'une symétrique, l'autre asymétrique (cf. figures 6.4 et 6.5).

### Comparaison théorie-expérience

Sur la figure 10.7 on superpose les distributions de masse expérimentale et théorique des fragments de fission, le calcul théorique ayant été réalisé pour la friction réduite  $0.25 w\&w$ . Etant donné le doute qui persiste quant à la fiabilité des corrections quantiques à grande déformation, on présente cette comparaison pour deux prescriptions : la rupture géométrique (qui correspond à  $c = c_{g\acute{e}om}$ ) et l'arrêt du calcul à  $c = 1.8$ .



**Figure 10.7** : Comparaison des distributions de masse théoriques (trait plein noir) et expérimentale (pointillés bleus) des fragments de fission du  $^{227}\text{Pa}$  à 56 MeV d'énergie d'excitation pour le calcul théorique et 26 MeV pour les résultats expérimentaux. Les spectres théoriques ont été calculés avec la friction réduite  $0.25 w\&w$  pour 2 points de scission différents (voir texte).

Cette comparaison des spectres de masse montre que la prédiction théorique est de plus en plus en accord avec les données expérimentales suivant les prescriptions adoptées, comme l'atteste le calcul stoppé avant la scission à  $c = 1.8$ . Assurément il s'agit de poursuivre la résolution dynamique jusqu'à la rupture complète du système, néanmoins rappelons qu'à  $c = 1.8$  on peut déjà avoir une idée relativement précise de la symétrie ou de l'asymétrie de la vallée de fission empruntée par le noyau composé. Ce résultat met encore une fois en évidence l'importance de la détermination des effets quantiques à grande déformation ainsi que la dépendance en température de la friction.

A ce stade de la discussion, nous devons toutefois rappeler que pour les figures précédentes le système expérimental correspond à une énergie d'excitation de 26 MeV alors que nos calculs théoriques ont été menés à 56 MeV. Or, une énergie d'excitation plus faible privilégie les composantes asymétriques. Par conséquent, une étude dynamique à 26 MeV (réalisable dès que le modèle TF d'évaporation sera achevé) devrait diminuer la contribution symétrique des figures 10.7 obtenue à 56 MeV et augmenter celle(s) du(des) mode(s) asymétrique(s). On peut espérer que cette modification de l'allure de la distribution de masse théorique à 26 MeV entraîne un accord relativement satisfaisant avec le spectre expérimental (correspondant à la même énergie de 26 MeV).

### **Effet de l'évaporation de particules**

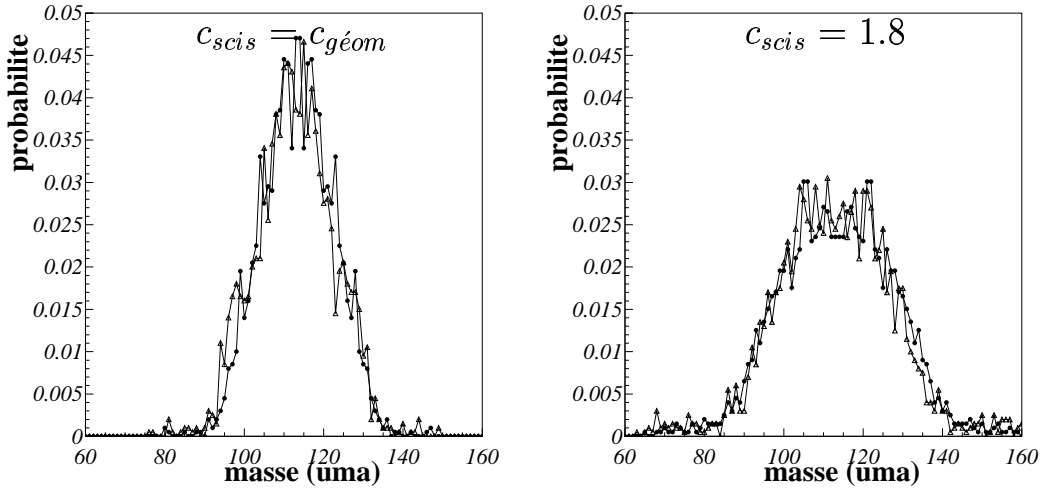
Ne voulant nous résoudre à l'idée de ne pouvoir faire de comparaison théorie-expérience à 26 MeV du fait de notre modèle d'évaporation et de devoir rester sur des spéculations, nous allons mener quelques calculs sans émission de particules.

Comme nous l'avons souligné en introduction de cette thèse, l'évaporation de particules au cours du processus de fission nucléaire est probablement de première importance et la négliger serait une erreur. En effet, l'émission de particules de pré-scission a une in-

fluence sur la composition du noyau fissionnant ce qui est a priori susceptible de modifier la distribution en masse des fragments. Par ailleurs, l'évaporation diminue l'énergie dont dispose le système composé lui excluant ainsi la possibilité de franchir certaines barrières et donc éventuellement d'emprunter certaines voies de fission. Enfin, l'impact de l'émission de particules sur les prédictions théoriques de temps de fission est non négligeable (nous avons vu en introduction que cette évaporation pouvait diminuer le temps de fission de près de 30% pour une trajectoire donnée). Bien que pour le moment nous ne disposions pas d'un modèle complet d'évaporation à basse énergie, on s'attend à ce que les probabilités d'émission soient faibles à 26 MeV puisque ce phénomène diminue avec l'énergie d'excitation. Son impact sur les distributions de masse sera par conséquent probablement limité à 26 MeV.

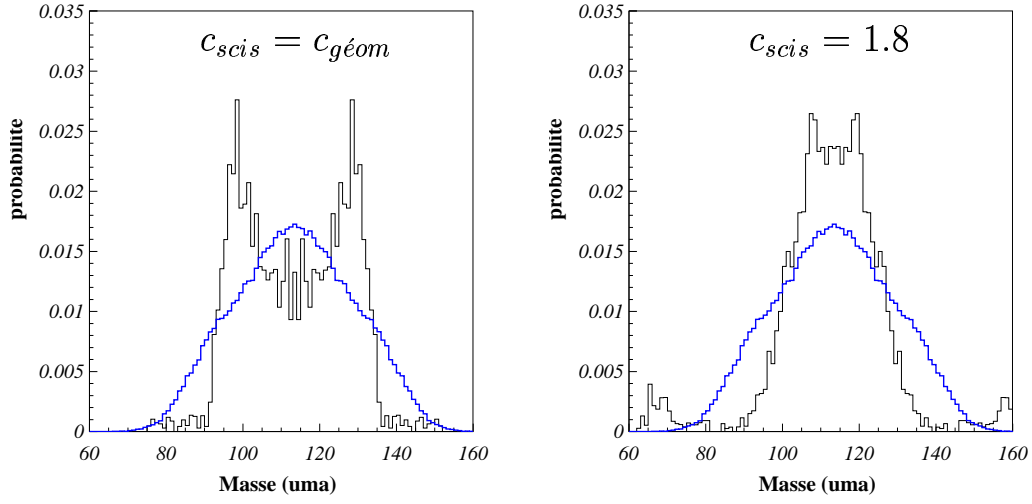
Dans un premier temps, nous comparons les spectres de masse des fragments de fission obtenus à 56 MeV avec et sans prise en compte de l'évaporation de particules. La figure 10.8 présente cette comparaison pour deux valeurs différentes ( $c = 1.8$  et  $c = c_{geom}$ ) du point de scission ; la friction considérée sur ces graphes correspond à 25% de celle prédite par le concept du "mur et de la fenêtre" puisque cette valeur semble bien adaptée.

On observe alors que même à plus haute énergie d'excitation l'impact de l'évaporation sur les distributions de masse est faible. Ceci se comprend aisément pour notre système du fait du nombre relativement petit de particules de pré-scission prédit par notre modèle : il est de l'ordre de 1 à 2 comme nous l'avons vu dans le chapitre 9. L'effet de l'émission attendu sur les spectres en masse à plus basse énergie est par conséquent au moins tout aussi négligeable qu'à 56 MeV justifiant la *légitimité* d'une comparaison de la distribution de masse théorique obtenue sans émission de particules à 26 MeV et du spectre expérimental correspondant. Cette comparaison est présentée sur les figures 10.9, 10.10 et 10.11 pour différentes valeurs de la friction.

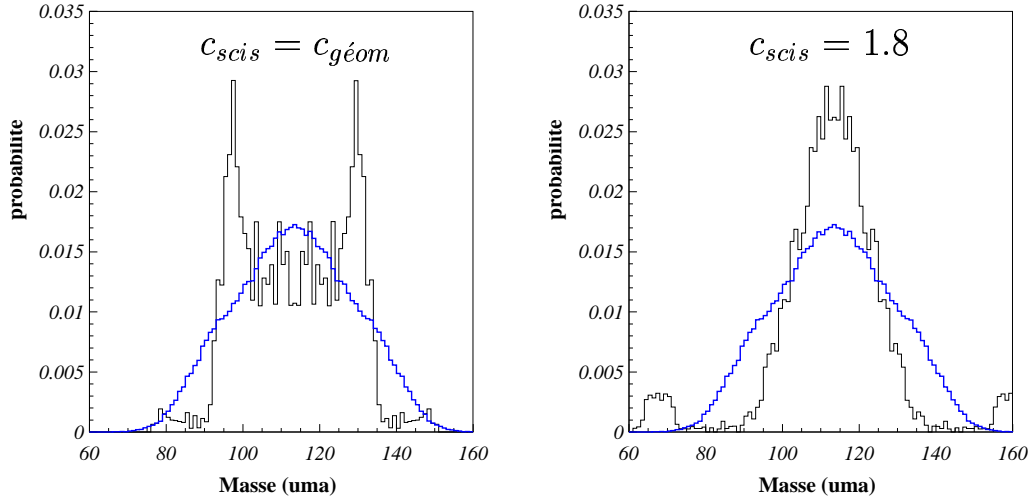


**Figure 10.8 :** Distributions de masse des fragments de fission du  $^{227}\text{Pa}$  à 56 MeV avec (triangles) et sans (cercles) prise en compte de l'émission de particules et pour 2 points de scission différents (voir texte).

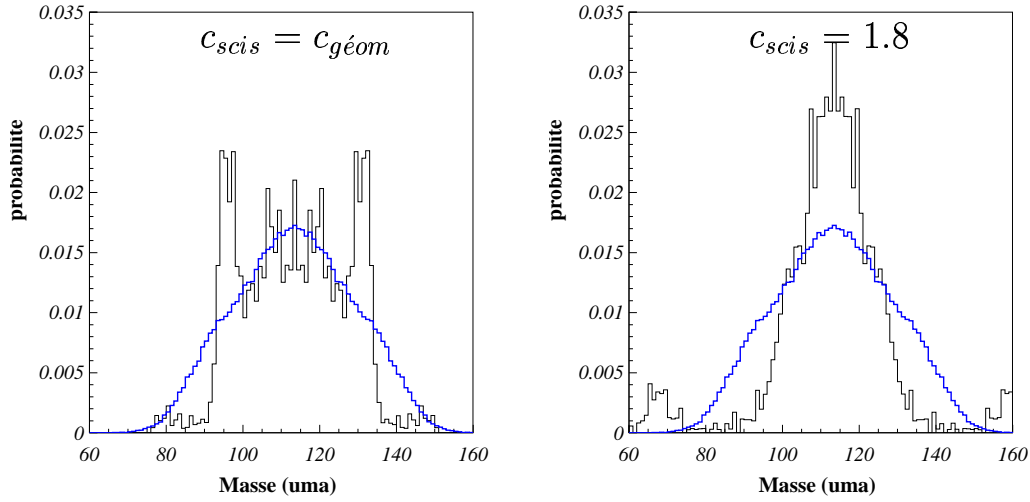
Notons à ce stade de la discussion que même dans le cas de systèmes faiblement excités, notre modèle ne tient pas encore compte de l'éventuelle émission de photons  $\gamma$  bien que, d'après certains auteurs, les taux d'évaporation de ces derniers deviennent comparables aux taux neutron pour des énergies inférieures à 30 MeV. Inclure l'émission de photons dans notre description peut probablement légèrement diminuer le nombre de neutrons émis par le résidu d'évaporation, mais l'effet attendu sur la dynamique de la fission, et notamment sur les distributions de masse ou d'énergie cinétique, est sûrement plus que négligeable [64] (dans la mesure où ces particules emportent peu d'énergie).



**Figure 10.9** : Comparaison des distributions de masse théoriques (trait plein noir) et expérimentale (pointillés bleus) des fragments de fission du  $^{227}\text{Pa}$  à 26 MeV d'énergie d'excitation sans prise en compte de l'évaporation de particules. Les spectres théoriques ont été calculés avec la friction réduite  $0.25 w \& w$  et pour 2 points de scission différents.



**Figure 10.10** : Spectres de masse identiques à ceux de la figure 10.9 mais pour lesquels la friction correspond à 20% du coefficient du modèle du “mur et de la fenêtre”.



**Figure 10.11** : Spectres de masse identiques à ceux de la figure 10.9 mais pour lesquels la friction correspond à 15% du coefficient du modèle du “mur et de la fenêtre”.

**Remarque** : les distributions pour lesquelles le calcul a été stoppé à  $c = 1.8$  comportent une contribution à la masse  $A \approx 160$ . En fait, ces trajectoires sont dues à la présence dans le paysage énergétique d’un minimum local en  $c = 1.8$  pour  $\alpha \approx \pm 0.1$  (cf. figure 6.2). De telles masses ne se retrouvent plus dans les distributions obtenues lorsque le calcul est mené jusqu’à la réelle scission géométrique du noyau car ce minimum à  $c = 1.8$  est suivi d’une barrière de fission élevée pour  $c \geq 1.8$ . Cette contribution est par conséquent à omettre ici puisqu’elle est relative au fait que le calcul ait été tronqué.

Le spectre de la figure 10.7 relatif à une énergie de 56 MeV et à  $c_{scis} = 1.8$  nous laissait espérer un accord théorie-expérience prometteur à 26 MeV. Nous constatons à l’aide des figures 10.9, 10.10 et 10.11 que cet accord demeure à première vue tout de même relativement insatisfaisant et ceci quelles que soient les prescriptions théoriques adoptées. Cependant on peut remarquer sur la figure 10.11 tracée pour une énergie de 26 MeV et

le point de scission  $c_{scis} = c_{g\acute{e}om}$  que les spectres théorique et expérimental sont assez semblables pour la composante de fission symétrique. On a par contre un désaccord net pour les contributions asymétriques qui sont plus larges pour l'expérience que pour le modèle. En fait, en regardant de plus près cette figure, on constate que le modèle donne lieu à une seule vallée asymétrique centrée en  $A = 132$  et pas de contribution à  $A = 140$ . Pour l'expérience, le pic autour de  $A \approx 137$  provient de la somme des deux composantes de masse  $A = 132$  et  $A = 140$  (cf. figure 8.5 et discussion dans la section 8.2.3). La contribution théorique pour  $A = 132$  est trop importante parce que le modèle est incapable de reproduire la vallée de fission relative au noyau déformé  $A = 140$  ( $Z = 56$ ,  $N = 84$ ) comme nous l'avons déjà évoqué précédemment. Ainsi, toute la contribution à  $A = 140$  se retrouve dans la composante  $A = 132$ . Nous avons suggéré que ce défaut du modèle à reproduire la masse  $A = 140$  est tout à fait compréhensible et attribué à la restriction de la multipolarité de la paramétrisation de Funny-Hills que nous faisons (on pose  $h = 0$ ). La présence de deux vallées de fission asymétriques (l'une pour  $A = 132$  et l'autre pour  $A = 140$ ) dans le paysage énergétique théorique diminuerait la probabilité de former le noyau d'étain  $^{132}\text{Sn}$  doublement magique au profit d'une contribution non nulle au fragment déformé de baryum  $^{140}\text{Ba}$  et rapprocherait la distribution théorique de la courbe expérimentale. Le désaccord apparent à 26 MeV est donc compréhensible. Y remédier par la prise en compte du paramètre de col  $h$  constitue l'un des développements prioritaires de notre modèle.

On a mis ici en évidence tout l'intérêt de la comparaison théorie-expérience, à savoir que les résultats expérimentaux peuvent être un moteur pour les développements théoriques. De plus, nous souhaiterions encore souligner le fait que nous n'avons pas considéré des valeurs de plus en plus faibles de la friction dans le seul but d'ajuster les distributions théoriques et expérimentales mais des calculs microscopiques de H. Hofmann et collaborateurs montrent que ces ordres de grandeur de la friction ne sont pas du tout déraisonnables pour le système que nous traitons dans le présent manuscrit [64].

Cette étude révèle que, parmi les multiples causes pouvant être à l'origine de l'inadéquation entre les distributions de masse théorique et expérimentale, on retrouve en priorité :

- le choix et la multiplicité des paramètres de déformation : il s'agit de trouver le meilleur compromis entre un espace de déformation susceptible de décrire une variété importante de formes nucléaires et un temps de calcul raisonnable ;
- l'importance d'un calcul adapté des corrections microscopiques à grande déformation : dans la section 6.3.4 nous concluons que la méthode dite par interpolation semblait la plus adéquate, *naturelle*. Les résultats de ce chapitre cependant montrent qu'une détermination explicite des effets quantiques même à très grande déformation est probablement plus adaptée. Il en résulte que nos résultats d'effets de couche à l'aide d'une base à un centre sont plus satisfaisants que nous ne le pensions (ce qu'on argumente par le nombre relativement élevé de couches quantiques prises en compte lors du développement des fonctions d'onde du champ moyen dans la base de celles de l'oscillateur harmonique) ;
- la nécessité de prendre en compte une dépendance en température de la friction nucléaire afin de pouvoir décrire la dynamique à basse énergie.

#### 10.2.4 Effets liés à la rotation

Etudier la dynamique de la fission à basse énergie relève d'un traitement microscopique impossible à mettre en oeuvre dans la pratique. C'est pourquoi nous avons choisi de partir d'un modèle macroscopique simple valable pour les systèmes très excités et d'étudier progressivement quels ingrédients de cette théorie sont à reconsidérer en priorité.

Dans les chapitres précédents, nous avons déjà mis l'accent sur le calcul de la friction nucléaire ainsi que sur celui de la diffusion (la relation d'Einstein habituelle (5.1) est à remplacer par une expression plus microscopique, ou d'une façon très approchée, par



la relation modifiée du type (5.2)). Nous souhaiterions ici encore discuter quelques approximations faites dans le modèle macroscopique dans le cadre duquel nous traitons la rotation. Les réserves que nous émettons quant à ce traitement de l'énergie rotationnelle sont liées principalement aux points suivants :

- dans nos calculs de surface énergétique nous tenons compte de la dépendance en température aussi bien pour la partie macroscopique de l'énergie totale (cf. section 3.1 et plus particulièrement relation (3.11)) que pour les corrections microscopiques (cf. section 3.2.6 et plus particulièrement équation (3.45)). Par contre, aucune dépendance des paramètres de cette énergie en fonction du moment angulaire n'est prise en compte. Concernant la contribution quantique, il a été montré [66] que les corrections de couche dépendent peu de la rotation, l'effet du moment angulaire  $L$  peut donc être négligé. Toutefois, pour la contribution purement macroscopique, des travaux de Piperova et collaborateurs [67] ont révélé une dépendance peut-être non négligeable des paramètres de la goutte liquide en fonction de  $L$ .
- le moment d'inertie utilisé dans notre approche est celui d'un corps rigide alors qu'il est admis que sa valeur expérimentale est inférieure à celle calculée via ce concept. Le modèle du corps rigide est une approximation satisfaisante de l'énergie de rotation dans les cas où la température est élevée ( $T \geq 2$  MeV) ou lorsque la déformation est importante ( $c \geq 1.6$ ). Par contre, à plus basse température, des effets de couche et d'appariement sont à introduire [66] (les corrélations d'appariement peuvent notamment avoir un impact non négligeable sur le moment d'inertie [95]) ;
- la friction nucléaire ne dépend pas de la rotation dans notre approche bien que des calculs microscopiques de K. Pomorski et H. Hofmann [41] suggèrent que la friction est une fonction croissante du moment angulaire.

Le système que nous considérons ne fissionne que pour des moments angulaires relativement élevés ce qui nous incite à penser que les hypothèses émises dans notre traitement de la rotation peuvent avoir un effet non négligeable.

### 10.2.5 Autres approximations peu fiables à basse énergie

D'autres ingrédients intervenant dans la dynamique du problème semblent également de plus en plus controversés à basse énergie. On peut effectivement remettre en question le modèle de Werner-Wheeler utilisé pour le tenseur de masse, le théorème de fluctuation-dissipation et même la relation d'Einstein dite modifiée (5.2) [68]. Par exemple, à faible énergie d'excitation, la détermination du paramètre de masse devrait être basé sur un calcul microscopique donc incorporant les effets de couche et présenter une dépendance en température [13]. Ceci donnerait lieu à une structure extrêmement riche des composantes du tenseur d'inertie dans l'espace de déformation. Un noyau évoluant dans un espace correspondant à une telle structure va par conséquent probablement être caractérisé par un temps de fission supérieur à sa valeur relative à un espace dans lequel le paramètre de masse évolue de façon lisse comme c'est le cas avec l'hypothèse de Werner-Wheeler. Un temps de fission plus long peut avoir des conséquences non négligeables sur les multiplicités de particules de pré-scission et éventuellement sur les trajectoires et voies de fission finales.

### 10.2.6 Conclusion

La comparaison des distributions de masse de ces dernières sections nous a montré que l'accord théorie-expérience est plus ou moins satisfaisant suivant les prescriptions adoptées pour le calcul des effets quantiques et de la friction nucléaire. Dans ce sens, une détermination judicieuse des corrections microscopiques à grande déformation ainsi que de la dépendance en température de la friction est actuellement en cours. Bien évidemment, ces deux quantités n'expliquent pas à elles seules les problèmes rencontrés par notre modèle à reproduire les sections efficaces expérimentales ; d'autres effets interviennent, comme par exemple le traitement de la rotation que nous venons de discuter brièvement.

Il demeure cependant qu'un inconvénient essentiel auquel nous sommes confrontés dans

cette étude réside probablement dans le caractère macroscopique de notre théorie pour traiter un système à basse énergie. Néanmoins, un traitement purement microscopique est inenvisageable à l'heure actuelle. Tenter de construire des fonctions relativement simples permettant d'approximer au plus juste la dépendance en température des divers ingrédients nécessaires est notre but [13]. Malgré la multitude d'améliorations à apporter à basse énergie, nous restons persuadés que les premiers ingrédients du modèle qui sont à reconsidérer sont la dépendance en température de la friction nucléaire et le modèle d'évaporation de particules.

### 10.3 Multiplicité de pré-scission et asymétrie

Dans le chapitre 4 nous avons présenté les multiplicités de neutrons de pré-scission en coïncidence avec la fission symétrique pour des systèmes à haute énergie d'excitation. Nous avons observé un accord théorie-expérience plus que satisfaisant sur une large gamme en masse du noyau composé.

A plus basse énergie, c'est-à-dire en présence éventuellement de plusieurs modes de fission, il serait plus qu'intéressant (et instructif pour l'étude de la fission multimodale !) de confronter la théorie à l'expérience en ce qui concerne l'évolution de la multiplicité de pré-scission en fonction de l'asymétrie des fragments de fission. Une telle étude nous permettrait en effet de comparer les dynamiques des fissions symétrique et asymétrique. Jusqu'ici un tel calcul théorique n'a jamais été entrepris et les résultats expérimentaux sur le sujet sont encore relativement timides [69, 72].

Dans le présent travail, il ne nous sera pas possible de confronter directement prédictions théoriques et données expérimentales de multiplicité de pré-scission pour le système étudié. Des perspectives encourageantes sont toutefois envisageables !

Etant donné le modèle d'évaporation de Weisskopf inadapté à notre système expérimental car basé sur des considérations purement statistiques non valables à basse énergie, les calculs dynamiques aboutissent à des multiplicités de pré-scission extrêmement faibles. Une éventuelle comparaison avec les valeurs issues de l'analyse en source précédente est par conséquent vaine et sans intérêt. Cependant, nous venons de voir dans la section 9.1 que le modèle d'évaporation dans une approche de type Thomas-Fermi prédit des taux d'émission, et donc des multiplicités de pré-scission, supérieurs à ceux calculés par le concept de Weisskopf. On s'attend alors à une comparaison théorie-expérience bien plus prometteuse dès qu'il sera possible de coupler la dynamique à cette évaporation TF jugée plus microscopique. Quelques hypothèses peuvent déjà être émises à partir des calculs actuels.

Les résultats théoriques donnent un temps de fission pour la composante symétrique supérieur à celui de la composante asymétrique. On peut par conséquent s'attendre à une multiplicité de pré-scission du mode symétrique supérieure à celle du mode asymétrique. Un tel résultat serait en désaccord avec la concavité de la courbe  $M_n^{pré} = f(asy\acute{m}etrie)$  observée expérimentalement. Néanmoins, étant donné que notre noyau composé de  $^{227}\text{Pa}$  est déjà relativement froid ( $T \approx 0.77$  MeV) initialement, sa probabilité d'émettre des particules dans les derniers instants du processus de fission est probablement extrêmement faible : l'influence du temps de fission sur la multiplicité serait alors négligeable ; en d'autres termes, il n'y aurait pas vraiment de corrélation temps de fission-multiplicité de pré-scission. Par ailleurs, la théorie donne lieu à une énergie d'excitation du noyau composé juste avant qu'il ne fissionne plus élevée pour le mode symétrique que pour l'asymétrique ce qui est accord avec les résultats vers lesquels a convergé la minimisation du  $\chi^2$  ( $T_{sym}^{pré} = 1.40$  MeV et  $T_{asym}^{pré} = 1.00$  MeV). Une énergie d'excitation dans le calcul théorique plus élevée peut laisser supposer que le mode symétrique a évacué moins d'énergie par évaporation que le mode asymétrique conduisant à une multiplicité de pré-

scission plus petite pour le mode symétrique, ce qui serait en accord avec l'allure de la fonction  $M_n^{pré} = f(asymétrie)$  observée expérimentalement. Même si cette dernière remarque peut sembler plus que spéculative, elle renforce notre volonté à vouloir progresser dans cette direction.

# Chapitre 11

## Conclusions et perspectives

Ce travail a porté sur l'étude de la dynamique de la fission des noyaux lourds sous ses aspects aussi bien théoriques qu'expérimentaux. Pour ce faire, un modèle décrivant le processus de fission nucléaire est présenté et appliqué à un système particulier lequel a été étudié expérimentalement. Alors que la théorie développée par K. Pomorski et collaborateurs dans les années 90 s'attache à décrire le processus de fusion-fission d'un noyau fortement excité, le présent manuscrit propose d'étendre ce modèle en s'inscrivant dans le cadre plus générale de la fusion-fission à basse énergie. L'intérêt est par conséquent porté au caractère multimodal que le mécanisme de fission est susceptible de présenter à faible énergie d'excitation.

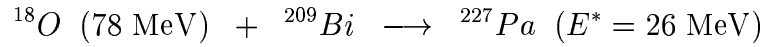
Comme tout processus de transport, la fission nucléaire peut être décrite par une équation de Fokker-Plank. Néanmoins, du fait de la résolution complexe de cette dernière, l'équation de Langevin faisant intervenir une force aléatoire est communément utilisée. Par ailleurs, l'émission possible de particules légères le long du processus de déformation sous-entend la prise en compte d'une compétition entre fission et évaporation, et l'équation dynamique de Langevin est couplée aux équations maîtresses gouvernant l'émission de particules. Dans un premier temps, nous nous sommes limités aux systèmes à haute énergie d'excitation

du fait de la simplification du traitement dans ce cas. En effet, le noyau peut alors être décrit dans une approche purement semi-classique et les concepts statistiques (notamment pour l'évaporation de particules) s'appliquent. Un accord satisfaisant entre les résultats théoriques et expérimentaux de multiplicités moyennes de neutrons de pré-scission a alors été obtenu sur une large gamme en masse. Grâce à la nouvelle technique d'analyse dite du Backtracing, il a été possible dans ce travail de vérifier également l'adéquation entre la théorie et l'expérience, non pas en se restreignant aux valeurs moyennes, mais en considérant les distributions de multiplicité. Par ailleurs, nous avons mis en évidence la plus ou moins grande importance que peut prendre la courbure du noyau dans notre description suivant la taille du système considéré.

Dans le but de confronter la théorie et l'expérience dans le cadre plus large de la fission multimodale, il a été proposé dans cette thèse de généraliser la description théorique à plus basse énergie, et ceci en progressant pas à pas. Ainsi, cette extension du modèle n'a d'abord consisté qu'à l'inclusion des effets quantiques dans les calculs énergétiques, les autres approches macroscopiques (en particulier concernant la détermination des coefficients de transport) ont été conservées. C'est par de multiples études de l'influence des différents concepts utilisés dans notre théorie que nous émettons nos propositions quant aux prescriptions à adopter dans le traitement théorique. Lors de ces investigations, on a pu constater le caractère délicat que peut revêtir le calcul des corrections énergétiques à très grande déformation, l'évolution différente des effets de couche et des corrélations d'appariement avec la température, la grande sensibilité de la dynamique à la structure du paysage énergétique. De plus, on a mis en évidence la nécessité d'une description plus microscopique des coefficients de transport. En particulier, nous avons vu que tenir compte de la dépendance en température de la friction nucléaire constitue un aspect primordial lors du passage d'un système hautement excité à un système à plus basse énergie. Enfin, il a clairement été établi que le traitement purement statistique de l'évaporation de parti-

cules selon la théorie de Weisskopf utilisé jusqu'alors est inadapté, ce qui nous a conduit à développer une détermination des taux d'émission selon une approche de type Thomas-Fermi dont les premiers résultats semblent encourageants dans le cadre du mécanisme de réaction traité ici.

Dans la perspective de tester la fiabilité du modèle exposé dans la première partie de ce manuscrit à décrire le mécanisme de fission non seulement à haute mais également à basse énergie, nous avons effectué une campagne de mesures de fusion-fission. Les données relatives à la réaction :



sont analysées, et plus précisément les coïncidences entre fragments de fission et neutrons émis, mesures effectuées grâce à l'association du détecteur d'ions lourds CORSET et du mutidétecteur de neutrons DéMoN. La performante résolution en masse de CORSET (3 à 4 uma) a clairement mis en évidence le caractère multimodal de la réaction de fission pour le système considéré, et notamment la séparation des modes asymétriques à  $A = 132$  (appelé *standard 1*) et à  $A = 140$  (appelé *standard 2*). La qualité de DéMoN conduit à l'obtention d'une très bonne discrimination neutron-photon  $\gamma$ , nous permettant de déterminer les multiplicités de neutrons de pré- et de post-scission par le biais d'une analyse en source. Finalement notre étude expérimentale est venue confirmer un résultat antérieur obtenu pour le système voisin de  $^{226}\text{Th}$  à faible énergie d'excitation mais pour lequel les barres d'erreur étaient relativement conséquentes. En effet, nous avons pu conclure à la *concavité* de la courbe présentant la variation de la multiplicité de neutrons de pré-scission en fonction de l'asymétrie des fragments de fission  $M_n^{\text{pré}} = f(\text{asymétrie})$ , c'est-à-dire qu'à basse énergie d'excitation la multiplicité de neutrons de pré-scission du mode symétrique est inférieure à celle des modes asymétriques.

La confrontation des prédictions théoriques aux données expérimentales a tout d'abord



semblé indiquer un désaccord *criant* qui invaliderait incontestablement le modèle ! Néanmoins, les soupçons qui pesaient déjà sur certains concepts théoriques utilisés comme :

- le modèle d'évaporation de Weisskopf,
- la non prise en compte de la variation de la friction avec la température,
- la restriction à un traitement bidimensionnel (conduisant à une variété limitée de formes nucléaires),

peuvent en grande partie expliquer cette incompatibilité comme nous l'avons démontré. C'est la comparaison systématique entre la théorie et l'expérience qui a finalement permis d'aboutir à d'encourageantes conclusions en vue du développement de notre approche théorique. Effectivement, elle renseigne sur l'ordre de grandeur de la friction nucléaire à considérer, ordre de grandeur tout à fait compatible avec les calculs microscopiques de H. Hofmann et F.A. Ivanyuk, mais également sur le caractère délicat de la détermination des effets microscopiques à grande déformation. Grâce à la confrontation entre les prédictions théoriques et les données expérimentales, nous sommes donc parvenus à définir nos priorités quant aux futurs développements du modèle.

Sur le plan expérimental, la comparaison théorie-expérience ouvre également plusieurs champs d'investigation. En effet, notre description théorique incorpore l'évaporation de protons et de particules  $\alpha$ . La mise en oeuvre d'un système de détection conduisant à l'obtention des multiplicités de ces particules chargées serait très intéressante puisqu'elle constituerait une contrainte forte pour la prescription du processus d'évaporation, et plus particulièrement permettrait d'étudier l'importance que prend la courbure dans le cas de l'émission de particules chargées comme nous l'avons souligné avec le concept LSD. Par ailleurs, pour le noyau de  $^{226}\text{Th}$ , une campagne de mesures semble indiquer une *convexité* de la courbe  $M_n^{pré} = f(\text{asymétrie})$  à plus haute énergie. Une expérience à énergie d'excitation plus élevée pour le présent système de  $^{227}\text{Pa}$  serait donc la bienvenue dans la mesure où elle permettrait de confirmer (ou d'infirmer) cette analyse. Conclure à un comporte-

ment différent de la multiplicité de pré-scission en fonction de l'asymétrie constituerait probablement une observation intéressante nous permettant de comparer la dynamique de la fission symétrique à celle de la fission asymétrique.

L'hypothèse que nous venons d'émettre suggère que la multiplicité de neutrons de pré-scission soit utilisée pour étudier la dynamique et notamment la dissipation. Jusqu'alors on considérait effectivement que cette multiplicité de pré-scission était la variable intéressante pour nous renseigner quant à l'effet de la dissipation comme il l'a été montré à haute énergie [44]. Toutefois pour ces systèmes fortement excités pour lesquels seul un mode de fission (symétrique) intervient, les distributions de masse et d'énergie cinétique n'apportent que peu d'informations étant donné qu'elles peuvent être reproduites par un simple ajustement de la valeur du coefficient de viscosité [18]. Cependant, ce travail de thèse a mis en évidence que **dans le cas de la fission bimodale** (donc lorsqu'une compétition entre plusieurs modes est engagée) la corrélation entre les distributions de masse et d'énergie cinétique des fragments semble davantage porteuse d'informations sur la dissipation. Par ailleurs, nous avons vu qu'à faible énergie d'excitation la multiplicité de pré-scission est petite et sa variation avec l'asymétrie relativement faible (cf. tableau 9.2). En outre, si on diminue encore l'énergie du système, le nombre de particules émises va tendre vers zéro (ce qui permettrait d'ailleurs de s'affranchir du problème du modèle d'évaporation adéquat à faible excitation) et l'information qu'il peut apporter sur la dissipation sera probablement limitée.

La comparaison systématique entre prédictions théoriques et résultats expérimentaux est une source d'informations extrêmement importante pour la compréhension d'un processus physique ou, tout au moins, suggère bien souvent des pistes permettant de progresser dans notre compréhension du phénomène. La théorie tire profit de cette confrontation à

l'expérience par la validation ou la non-validation de ses concepts. L'expérience, quant à elle, est guidée par les calculs théoriques susceptibles d'optimiser les campagnes de mesures. Ainsi, les prédictions de sections efficaces de voie d'entrée (sections efficaces de fusion) constituent une information non négligeable dans le but de déterminer la meilleure réaction à mettre en oeuvre pour synthétiser un noyau donné. Une telle "collaboration" nous semble particulièrement intéressante en vue de la synthèse des éléments exotiques ou superlourds.

# Annexe A

## Equation de Fokker-Planck – Equation de Langevin

En 1937, Kramers montre que le processus de fission peut être décrit par une équation de transport [6]. Par ailleurs, H.Hofmann et P.J.Siemens [8] ont montré que dans le cadre de la théorie de la réponse linéaire, la dynamique de la fission est gouvernée par une équation de Fokker-Planck généralisée (FP) traitant une distribution de probabilité. Nous avons mentionné dans le chapitre 1 que cette équation est équivalente à une équation de Langevin faisant intervenir des forces aléatoires ; c'est ce qu'on se propose de démontrer dans cette annexe.

Pour des raisons de simplification des écritures dans les équations nous considérons le problème à une dimension. Mais il se généralise aisément à plusieurs dimensions.

### A.1 Equation généralisée de Fokker-Planck

Soit  $f(q, p, t)$  la fonction de distribution d'une coordonnée généralisée  $q$  de moment conjugué  $p$ . Alors l'équation de Fokker-Planck pour cette fonction de distribution s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(q, p, t)}{\partial t} = & -\frac{p}{m(q)} \frac{\partial f(q, p, t)}{\partial q} + \frac{\partial U(q)}{\partial q} \frac{\partial f(q, p, t)}{\partial p} \\ & + \frac{\gamma(q)}{m(q)} \frac{\partial}{\partial p} [pf(q, p, t)] + D(q) \frac{\partial^2}{\partial p^2} f(q, p, t), \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

où  $m$  et  $\gamma$  sont respectivement les paramètres d'inertie et de friction,  $U$  correspond au potentiel de déformation (que l'on identifie à l'énergie libre dans une hypothèse adiabatique, cf. chapitre 2) et  $D$  est le coefficient de diffusion.

Cette équation ne peut être résolue analytiquement que dans des cas extrêmement simples, comme, par exemple, lorsque le potentiel  $U$  est parabolique et que les coefficients de transport sont constants.

## A.2 Méthode “d’expansion du moment”

Une solution approchée de l'équation FP avec des coefficients de transport variables a été développée dans le cadre du processus de fission dans la référence [90]. On y suppose que la fonction  $f(q, p, t)$  est décrite par ses moments du premier et du second ordre :

$$Q(t) = \int q f(q, p, t) dq dp, \quad (\text{A.2})$$

$$P(t) = \int p f(q, p, t) dq dp, \quad (\text{A.3})$$

ainsi que :

$$S_{qq} = \int (q - Q)^2 f(q, p, t) dq dp \quad (\text{A.4})$$

$$S_{qp} = \int (q - Q)(p - P)f(q, p, t)dqdp \quad (\text{A.5})$$

$$S_{pp} = \int (p - P)^2 f(q, p, t)dqdp \quad (\text{A.6})$$

Soit une fonction de distribution **gaussienne**. Elle s’écrit alors précisément sous la forme :

$$f(q, p, t) = \frac{1}{2\pi \det S} \exp\left\{-\frac{S_{pp}(q - Q)^2 - 2S_{qp}(q - Q)(p - P) - S_{qq}(p - P)^2}{\det S}\right\} \quad (\text{A.7})$$

En introduisant cette expression de  $f(q, p, t)$  dans l’équation FP (A.1), on obtient un système d’équations différentielles couplées [91] pour les moments du premier ordre :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{P}{m} \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{\partial U}{\partial Q} - \frac{\gamma}{m}P \quad (\text{A.9})$$

et pour les moments du second ordre :

$$\frac{\partial S_{qq}}{\partial t} = \frac{2}{m}S_{qp} \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\partial S_{qp}}{\partial t} = \frac{1}{m}S_{pp} - \frac{\partial U^2}{\partial Q^2}S_{qq} - \frac{2\gamma}{m}S_{pp} \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\partial S_{pp}}{\partial t} = 2D - 2\frac{\partial U^2}{\partial Q^2}S_{qp} - \frac{2\gamma}{m}S_{pp} \quad (\text{A.12})$$

Cette méthode est très utile dans un cas multidimensionnel, sa généralisation étant évidente. Néanmoins, l'approximation d'une fonction de distribution gaussienne ne peut pas s'appliquer si le potentiel est très différent d'un potentiel harmonique et si les coefficients de transport sont variables.

### A.3 Méthode du “propagateur”

Une méthode précise de résolution de l'équation FP consiste à appliquer la **méthode du propagateur**. Notamment, on suppose que la densité de probabilité après un intervalle de temps  $\Delta t$  est obtenue à partir de celle au temps  $t$  et de la fonction de propagation par l'intégrale de convolution suivante :

$$f(q, p, t + \Delta t) = \int K(q, p, t + \Delta t; q', p', t) f(q', p', t) dq' dp'. \quad (\text{A.13})$$

Le **propagateur**  $K$  est supposé être de forme gaussienne, c.à.d :

$$K(q, p, t + \Delta t \ ; \ q', p', t) = \frac{1}{2\pi \det S} \exp \left\{ - \frac{S_{PP}(q - q')^2 - 2S_{qp}(q - q')(p - p') - S_{qq}(p - p')^2}{\det S} \right\} \quad (\text{A.14})$$

Les largeurs initiales  $S_{qq}$ ,  $S_{qp}$ ,  $S_{pp}$  sont égales à 0 et leur augmentation avec le temps est gouvernée par les mêmes équations que celles correspondant aux moments de l'ensemble de la distribution.

On répète ce calcul d'intégrale de convolution  $n$  fois de manière à obtenir la distribution finale au temps  $t_n = t_0 + n\Delta t$ .

Cette méthode du ” propagateur ” est précise à condition de choisir un intervalle de temps  $\Delta t$  suffisamment petit. La procédure de convolution se complique rapidement quand on passe à un espace multidimensionnel.

Dans le même ordre d'idées que la référence [94], on adopte la méthode Monte-Carlo de génération de points aléatoires dans le plan  $(q, p)$  afin d'évaluer l'intégrale de convolution (A.13).

La méthode est alors la suivante :

- à l'instant initial  $t_0 = 0$ , on génère  $N$  points aléatoires  $(q_0^\nu, p_0^\nu)$  où  $\nu = 1, 2, \dots, N$ . La distribution de ces points est obtenue à partir de la forme initiale de la fonction  $f(q, p, t_0 = 0)$ .
- la position  $(q_1^\nu, p_1^\nu)$  de chacun des  $N$  points aléatoires ainsi que sa largeur  $S_{ij}^\nu(t_1)$  au temps  $t_1 = t_0 + \Delta t$  est donnée par la solution au système d'équations différentielles couplées (A8 – A12). Les conditions initiales pour les largeurs sont telles que :  $S_{qq}^\nu(t_0) = S_{qp}^\nu(t_0) = S_{pp}^\nu(t_0) = 0$ .
- au pas suivant, au temps  $t_2 = t_1 + \Delta t$  seul un point aléatoire  $(q_2^\nu, p_2^\nu)$  est tiré pour chaque trajectoire  $\nu$ . Le générateur aléatoire de distribution normale (gaussienne) caractérisé par les moments  $S_{qq}^\nu(t_1), S_{qp}^\nu(t_1), S_{pp}^\nu(t_1)$  est à utiliser dans ce cas. La procédure est répétée pour les points suivants  $(q_i^\nu, p_i^\nu)$  où  $i \geq 3$ .
- la distribution finale  $f(q, p, t_n)$  au temps  $t_n = t_0 + n \Delta t$  est donnée par les dernières positions des  $N$  points distribués aléatoirement  $(q_n^\nu, p_n^\nu)$ .

La distribution statistique sera d'autant plus lisse que le nombre  $N$  de points aléatoires  $(q^\nu, p^\nu)$  est grand.

Si l'intervalle de temps  $\Delta t$  est suffisamment petit, on peut résoudre le système d'équations (A.8 – A.12) de manière approximative. Notamment, il est alors possible de supposer qu'au voisinage du point  $q_i^\nu$  le potentiel  $U$  est parabolique et que les coefficients de transport  $m$ ,  $\gamma$  et  $D$  sont constants. De telles approximations permettent de résoudre analytiquement les équations (A.8 – A.9) et les équations (A.10 – A.12) sont découplées. Les solutions aux équations (A.8 – A.9) s'écrivent alors après la  $i^{\text{ème}}$  itération comme :



$$q_{i+1}^\nu = q_i^\nu + \left( \frac{F}{\omega^2} - \frac{A}{\alpha_1} e^{-\alpha_1 \Delta t} - \frac{B}{\alpha_2} e^{-\alpha_2 \Delta t} \right) / m \quad (\text{A.15})$$

$$p_{i+1}^\nu = A e^{-\alpha_1 \Delta t} + B e^{-\alpha_2 \Delta t} \quad (\text{A.16})$$

où

$$F = -\frac{dU}{dq}$$

$$\omega = \sqrt{\frac{\frac{d^2 U}{dq^2}}{m}}$$

$$\alpha_{1(2)} = \frac{\gamma}{2m} \pm \sqrt{\left(\frac{\gamma}{2m}\right)^2 - \omega^2}$$

$$A = \frac{\alpha_1 p_i^\nu + \frac{dU}{dq}}{\alpha_1 - \alpha_2}$$

$$B = \frac{-\alpha_2 p_i^\nu - \frac{dU}{dq}}{\alpha_1 - \alpha_2}$$

Le système d'équations couplées (A.10–A.12) pour les moments du second ordre présente alors les solutions suivantes :

$$S_{qq}^\nu = \frac{D}{m^2} \left\{ \frac{1}{\alpha_1 \alpha_2 (\alpha_1 + \alpha_2)} - \frac{1}{(\alpha_1 - \alpha_2)^2} \left[ \frac{1}{\alpha_1} e^{-2\alpha_1 \Delta t} + \frac{1}{\alpha_2} e^{-2\alpha_2 \Delta t} - \frac{4}{\alpha_1 + \alpha_2} e^{-(\alpha_1 + \alpha_2) \Delta t} \right] \right\} \quad (\text{A.17})$$

$$S_{qp}^\nu = \frac{D}{m(\alpha_1 - \alpha_2)} [e^{-2\alpha_1 \Delta t} + e^{-2\alpha_2 \Delta t} - 2e^{-(\alpha_1 + \alpha_2) \Delta t}] \quad (\text{A.18})$$

$$S_{pp}^\nu = D \left\{ \frac{1}{\alpha_1 + \alpha_2} - \frac{\alpha_1 \alpha_2}{(\alpha_1 - \alpha_2)^2} \left[ \frac{1}{\alpha_2} e^{-2\alpha_1 \Delta t} + \frac{1}{\alpha_1} e^{-2\alpha_2 \Delta t} - \frac{4}{\alpha_1 + \alpha_2} e^{-(\alpha_1 + \alpha_2) \Delta t} \right] \right\} \quad (\text{A.19})$$

Dans le cas d'un intervalle de temps  $\Delta t$  petit, les membres de droite des équations (A.15 – A.19) sont développés en  $\Delta t$  en séries de Taylor, tel que :

$$\begin{aligned} q_{i+1}^\nu &= q_i^\nu + \frac{p_i^\nu}{m} \Delta t - \frac{1}{2} \left( \frac{dU}{dq} + \frac{\gamma}{m^2} p_i^\nu \right) \Delta t^2 \\ &+ \frac{1}{6} \left[ \frac{p_i^\nu}{m} \left( \frac{\gamma^2}{m^2} - \omega^2 \right) + \frac{\gamma}{m^2} \frac{dU}{dq} \right] \Delta t^3 + \dots \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

$$\begin{aligned} p_{i+1}^\nu &= p_i^\nu - \left( \frac{dU}{dq} + \frac{\gamma}{m} p_i^\nu \right) \Delta t + \frac{1}{2} \left[ p_i^\nu \left( \frac{\gamma^2}{m^2} - \omega^2 \right) + \frac{\gamma}{m} \frac{dU}{dq} \right] \Delta t^2 \\ &- \frac{1}{6} \left[ \frac{\gamma}{m} \left( \frac{\gamma^2}{m^2} - 2\omega^2 \right) p_i^\nu + \left( \frac{\gamma^2}{m^2} - \omega^2 \right) \frac{dU}{dq} \right] \Delta t^3 + \dots \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

$$S_{qq}^\nu = \frac{2D}{m^2} \left( \frac{1}{3} \Delta t^3 + \dots \right) \quad (\text{A.22})$$

$$S_{qp}^\nu = \frac{D}{m} \left( \Delta t^2 - \frac{\gamma}{m} \Delta t^3 + \dots \right) \quad (\text{A.23})$$

$$S_{pp}^\nu = 2D \left[ \Delta t - \frac{\gamma}{m} \Delta t^2 + \left( 2\frac{\gamma^2}{m^2} - \omega^2 \right) \Delta t^3 + \dots \right] \quad (\text{A.24})$$

En ne considérant dans ces développements (A.20 – A.24) que les termes du premier

ordre en  $\Delta t$ , il est démontré dans les références [92, 93] que les équations précédentes sont essentiellement équivalentes aux équations de Langevin faisant intervenir une force aléatoire :

$$q_{i+1}^\nu = q_i^\nu + \frac{p_i^\nu}{m} \Delta t \quad (\text{A.25})$$

$$p_{i+1}^\nu = p_i^\nu - \left( \frac{dU}{dq} + \frac{\gamma}{m} p_i^\nu \right) \Delta t + \sqrt{D} \omega^\nu(t_i) \quad (\text{A.26})$$

où  $\omega^\nu(t_i)$  est une variable aléatoire distribuée suivant une fonction gaussienne.

Ainsi, la résolution de l'équation FP via une méthode Monte Carlo est équivalente à une équation de Langevin faisant intervenir une force aléatoire distribuée suivant une loi normale. C'est ce résultat que nous avons utilisé dans notre traitement dynamique de la fission nucléaire.

# Bibliographie

- [1] O. Hahn, F. Strassmann, Naturwiss **27** (1939) 11.
- [2] L. Meitner, O. Frisch, Naturwiss **143** (1939) 239.
- [3] N. Bohr, J.A. Wheeler, Phys. Rev. **56** (1939) 426.
- [4] C.F.v. Weizsäcker, Z. Phys. **96** (1935) 431.
- [5] H.A. Bethe, F. Bacher, Rev. Mod. Phys. **8** (1936) 82.
- [6] H. Kramers, Physica **7** (1940) 284.
- [7] G.N. Harding, F.J. Farley, Proc. Phys. Soc. London **A69** (1956) 853.
- [8] H. Hofmann, P.J. Siemens, Nucl. Phys. **A257** (1977) 464.
- [9] K. Pomorski, J. Bartel, J. Richert and K. Dietrich, Nucl. Phys. **A605** (1996) 87.
- [10] J. Bartel, K. Mahboub, J. Richert and K. Pomorski, Z. Phys. **A354** (1996) 59.
- [11] K. Pomorski, B. Nerlo-Pomorska, A. Surowiec, M. Kowal, J. Bartel, K. Dietrich, J. Richert, C. Schmitt, B. Benoit, E. de Goes Brennand, L. Donadille, C. Badimon, Nucl. Phys. **A679** (2000) 25.
- [12] K.H. Schmidt, S. Steinhauser, C. Bockstiegel, A. Grewe, A. Heinz, A.R. Jungmans, J. Benlliure, H.G. Clerc, M. de Jong, J. Muller, M. Pfitzner, B. Voss, Nucl. Phys. **A665** (2000) 221.
- [13] H. Hofmann, F.A. Ivanyuk, C. Rummel, S. Yanji, Phys. Rev. **C64** (2001).

- [14] M. Brack, J. Damgaard, A.S. Jensen, H.C. Pauli, V.M. Strutinsky, C.Y. Wong, *Rev. Mod. Phys.* **44** (1972) 320.
- [15] V. Weisskopf, *Phys. Rev.* **52** (1937) 295.
- [16] D.L. Hill, J.A. Wheeler, *Phys. Rev.* **89** (1953) 1102.
- [17] A. Surowiec, K. Pomorski, C. Schmitt, *Acta Physica Polonica* **B33** (2002).
- [18] K.T.R. Davies, A.J. Sierk, J.R. Nix, *Phys. Rev.* **13C** (1976) 2385.
- [19] J. Blocki, J. Randrup, W. J. Świątecki and C.W. Tsang, *Ann. Phys.* **105** (1977) 427.
- [20] W.D. Myers, W.J. Świątecki, *Ark. Phys.* **36** (1967) 343.
- [21] C. Guet, E. Strumberger, M. Brack, *Phys. Lett.* **205B** (1988) 427.
- [22] K. Dietrich, K. Pomorski and J. Richert, *Z. Phys.* **A351** (1995) 397.
- [23] V.M. Strutinsky, *Nucl. Phys.* **A95** (1967) 420; **A122** (1968) 1.
- [24] J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108** (1957) 1175.
- [25] M. Brack, H.C. Pauli, *Nucl. Phys.* **A207** (1973) 401.
- [26] S.G. Nilsson, C.F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymanski, S. Wycech, C. Gustafson, I.-L. Lamm, P. Moller, B. Nilsson, *Nucl. Phys.* **A131** (1969) 1.
- [27] A. Chepurnov, *Yad. Fiz.* **6** (1967) 955.
- [28] S. Ćwiok, J. Dudek, W. Nazarewicz, J. Skalski, T. Werner, *Comp. Phys. Comm.* **46** (1987) 379.
- [29] P. Quentin, Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay (1975).
- [30] V.M. Strutinsky, *Nucl. Phys.* **A122** (1968) 1.
- [31] W.D. Myers, W.J. Świątecki, *Nucl. Phys.* **81** (1966) 1.
- [32] A. Bohr, B.R. Mottelson, *Nuclear Structure Vol. I*, Benjamin Publ. New York (1969).

- [33] Ignatyuk, Phys. Lett. **B76** (1978) 543.
- [34] Ignatyuk, Nucl. Phys. **A346** (1980) 191.
- [35] A.V. Ignatyuk, G.N. Smirenkin, A.S. Tishin, Yad. Fiz. **21** (1975) 485.
- [36] K. Pomorski, J. Dudek, Phys. Rev. **C** submitted for publication (2001).
- [37] P. Desesquelles et al., Nucl. Phys. **A604** (1996) 183.
- [38] C. Schmitt, J. Bartel, A. Surowiec, K. Pomorski, Acta Physica Polonica **B32** (2001) 841.
- [39] C. Schmitt, A. Surowiec, J. Bartel, K. Pomorski, Proceedings of the Int. Conf. Nuclear Physics at Border Lines, Lipari, Italy, May 21-24, 2001, Edited by G.Fazio, G.Giardina, F.Hanappe, G.Imm and N.Rowley, World Scientific.
- [40] C. Schmitt, A. Surowiec, J. Bartel, K. Pomorski, Acta Physica Polonica **B33** (2002) 431.
- [41] K. Pomorski, H. Hofmann, Phys. Lett. **B263** (1991) 164.
- [42] H. Hofmann, F.A. Ivanyuk, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 4603.
- [43] F.A. Ivanyuk, H. Hofmann, Nucl. Phys. **A657** (1999) 15.
- [44] L. Donadille et al., Nucl. Phys. **A656** (1999) 259.
- [45] T. Wada, N. Carjan, Y. Abe, Nucl. Phys. **A538** (1992) 283c.
- [46] E. Goes de Brennand , Thèse de doctorat, Université Libre de Bruxelles (2000).
- [47] M.S. Antony, Chart of Nuclides, Strasbourg (2001), in preparation.
- [48] E. Chabanat, J. Meyer, K. Bencheikh, P. Quentin, J. Bartel, Phys. Lett. **B325** (1994) 13.
- [49] S. Chandrasekhar, Ellipsoidal figures of equilibrium, Yale University Press, New-Heaven (1969).
- [50] P. Moller, S.F. Nilsson, Phys. Lett. **B31** (1970) 283.

- [51] J.M. Maruhn, W. Greiner, Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 548.
- [52] B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski, E. Werner, International Conference Fifty Years Research in Nuclear Fission, Contributed Papers, W. Berlin (1989), 63.
- [53] K. Pomorski et al., Nucl. Phys. **A624** (1997) 349.
- [54] J.L. Egido, L.M. Robledo, V. Martin, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 054308.
- [55] W. Przystupa, K. Pomorski, Nucl. Phys. **A572** (1994) 153.
- [56] H. Feldmeier, Rep. Prog. Phys. **50** (1987) 915.
- [57] W.D. Myers, W.J. Świątecki, Ann. of Phys. **55** (1969) 395 ; **84** (1974) 186.
- [58] P.A. Seeger, W.M. Howard, Nucl. Phys. **A238** (1975) 491.
- [59] J. Bartel, P. Quentin, M. Brack, C. Guet, H.-B. Hakansson, Nucl. Phys. **A386** (1982) 79.
- [60] J. Bartel, M. Brack, M. Durand, Nucl. Phys. **A445** (1985) 263.
- [61] W. Stocker, J. Bartel, J.R. Nix, A.J. Sierk, Nucl. Phys. **A489** (1988) 252.
- [62] M. Durand, P. Schuck, X. Vinas, Z. Phys. **A346** (1993) 87.
- [63] M. Centelles, X. Vinas, P. Schuck, Phys. Rev. **C53** (1996) 1018.
- [64] K. Pomorski, communication privée.
- [65] M. Warda, J.L. Egido, L.M. Robledo, K. Pomorski, 'Selfconsistent calculations of fission barriers in Fm region', to be submitted.
- [66] A. Andersson, S.E. Larsson, G. Leander, P. Möller, S.G. Nilsson, I. Ragnarsson, S. Aberg, R. Bengtsson, J. Dudek, B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski, Z. Szymanski, 'The stability of superheavy nuclei at very high angular momenta', Proceedings of the International Conference in Dubna (1976).
- [67] J. Piperova, D. Samsoen, P. Quentin, K. Bencheikh, J. Bartel, J. Meyer, Nucl. Phys. **A652** (1999) 142.
- [68] H. Hofmann, K. Pomorski, communication privée.

- [69] G. Chubarian, Séminaire du Ganil, Caen (1998).
- [70] A. Kelic, I.M. Itkis, I.V. Pokrovsky, E.V. Prokhorova, B. Benoit, G. Costa, L. Donadille, O. Dorvaux, E. de Goes Brennand, G. Guillaume, F. Hanappe, B. Heusch, A. Huck, M.G. Itkis, S. Jokic, N.A. Kondratiev, E.M. Kozulin, Yu.Ts. Oganessian, G. Rudolf, A.Ya. Rusanov, L. Stuttge, D. Vorkapic, K. Yuasa-Nakagawa, *Europhys. Letters* **47**(5) (1999) 552.
- [71] E.M. Kozulin, N.A. Kondratiev, I.V. Pokrovski, Heavy ion physics, Scientific Report (1995 – 1996), JINR, FLNR, Dubna (1997) 215.
- [72] A. Kelic, Thèse de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg, (2000).
- [73] S. Mouatassim, Thèse de l'Université Louis Pasteur, (1994), CRN 94 – 40.
- [74] P. Désesquelles et al., *Nucl. Instrum. Methods A* **307** (1991) 366.
- [75] T. Materna, communication privée.
- [76] O. Dorvaux, Thèse de l'Université Louis Pasteur, (1997), CRN 97 – 19.
- [77] V.E. Viola, K. Kwiatkowski, M. Walker, *Phys. Rev.* **C31**, (1987) 1550.
- [78] L.C. Northcliffe, R.F. Schilling, *Nucl. Data Tables A* **7** (1970).
- [79] S. Mouatassim, Thèse de l'Université Louis Pasteur, (1994), CRN 94 – 40.
- [80] P. Désesquelles, communication privée.
- [81] L. Stuttgé, communication privée.
- [82] P. Désesquelles, *Ann. Phys. Fr.* **20** (1995) 1.
- [83] P. Désesquelles et al., *Nucl. Phys. A* **604** (1996) 183.
- [84] O. Dorvaux, communication privée.
- [85] M.G. Itkis, V.N. Okolovic, A.Ya. Rusanov, G.N. Smirenkin, *Z. Phys.* **A320** (1985) 433.
- [86] P.R. Bevington, D.K. Robinson, McGraw-Hill, New-York (1992), ISBN 0 – 07 – 911243 – 9



- [87] I.V. Pokrovsky et al., Phys. Rev. **C62**, 014615 (2000).
- [88] U. Brosa, S. Grossman, A. Muller, Physics Reports, **vol.197** (1990) 167.
- [89] S. Cohen, W.J. Swiatecki, Annk. Phys. **22** (1963) 406.
- [90] K. Pomorski, H. Hofmann, J. de Physique **42** (1981) 381.
- [91] Ch.Ngô, H. Hofmann, Z.Phys. **A282** (1977) 83.
- [92] P. Fröbrich, S.Y.Xu, Nucl.Phys. **A394** (1988) 143.
- [93] K. Pomorski, E. Strumberger, Ann.Univ.MCS, Lublin, Poland, sec.AAA XLV (1990) 113.
- [94] G. Lamm, K. Schulten, J.Chem.Phys. **72** (1983) 2713.
- [95] P. Quentin, communication privée.